
Cúmulos jóvenes masivos en el infrarrojo como sondas Galácticas

Memoria de tesis presentada por

Diego de la Fuente Guillén

para optar al título de Doctor por la

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID

Facultad de Ciencias

Departamento de Física Teórica

Tutora académica: Dra. Ángeles Isabel Díaz Beltrán



Director de tesis: Dr. Francisco Najarro de la Parra

CENTRO DE ASTROBIOLOGÍA (CSIC/INTA)

Departamento de Astrofísica

Madrid, junio de 2016

*A aquella que me ha dado lo que ha podido
desde antes incluso de haber yo nacido*

Resumen

Los cúmulos jóvenes masivos (YMCs) espacialmente resueltos disfrutan de un singular conjunto de propiedades físicas, evolutivas y observacionales que los convierten en laboratorios astrofísicos privilegiados. Están formados por una abundante población estelar coetánea, codistante, y de la misma composición química inicial, que muestrea toda o casi toda la función inicial de masas (IMF). Cada YMC alberga estrellas masivas que causan un profundo impacto en la región circundante de la cual han nacido recientemente, a través de sus vientos intensos, su potencia ionizante, y las supernovas a que dan lugar al final de sus breves vidas. Al ser sus componentes masivas evolucionadas extremadamente luminosas, estos objetos pueden detectarse y estudiarse espectroscópicamente en regiones distantes y oscuras de la Vía Láctea. Sin embargo, dichos estudios solo pueden llevarse a cabo en longitudes de onda infrarrojas por culpa de la fuerte extinción interestelar que sufren sus líneas de visión a lo largo del plano Galáctico. Los grandes sondeos públicos infrarrojos llevados a cabo en los últimos años, junto con su posterior seguimiento espectroscópico, están haciendo posible descubrir y caracterizar por primera vez múltiples YMCs en gran parte del disco de la Vía Láctea.

Los principales objetivos de esta tesis se pueden resumir en: descubrir y caracterizar nuevos YMCs Galácticos en el infrarrojo; mejorar las caracterizaciones de otros recientemente descubiertos; e investigar las aplicaciones de los YMCs como versátiles laboratorios astrofísicos, especialmente en lo que se refiere a su uso como sondas de medición. Respecto de esto último, nos referimos como sondas a aquellos objetos que nos permiten medir ciertas propiedades específicas en un punto del espacio conocido. El potencial de los YMCs como sondas de medición de abundancias actuales de ciertos elementos químicos nos lleva a proponer un cartografiado de metalicidad del disco Galáctico. Los patrones de abundancias de elementos α frente al hierro serán de capital importancia para desentrañar la historia de formación estelar y de enriquecimiento químico de la Vía Láctea, así como para constreñir los modelos de evolución quimiodinámica de galaxias espirales.

Una primera muestra de cinco candidatos a YMC fue seleccionada a través de la fuerte emisión en la línea Paschen- α típica de estrellas masivas calientes con vientos intensos, detectable a grandes distancias con el instrumento NICMOS del Telescopio Espacial *Hubble* (HST). Más adelante, seleccionamos otros cinco candidatos provenientes de sondeos públicos recientes mediante métodos más clásicos (concentración espacial, colores y magnitudes). Se programó el seguimiento espectroscópico en las bandas H y K del infrarrojo cercano de todos los candidatos, usando los espectrómetros de rendija larga ISAAC/VLT y SofI/NTT del Observatorio Europeo Sur, y se ejecutó durante cuatro campañas de observación. Se observaron con

éxito estrellas de todos los candidatos excepto uno, por culpa del mal tiempo en nuestro último programa de observación en modo visitante. Redujimos los espectros con un datoducto que nosotros mismos creamos específicamente para estos instrumentos y para nuestros propósitos, que incluyen la obtención de la extraordinaria relación señal-ruido necesaria para modelar con precisión líneas metálicas débiles.

Llevamos a cabo una caracterización completa de los cinco candidatos seleccionados mediante el método de Paschen- α , siguiendo los procedimientos que se detallan a continuación. Sobre los espectros de estrellas en cada uno de los cúmulos, identificamos las líneas, medimos sus velocidades radiales, y hallamos tipos espectrales. A partir de la fotometría de NICMOS/HST combinada con la de sondeos públicos, elaboramos el diagrama color-magnitud y discutimos la membresía de los diferentes objetos. Mediante cálculos espectrofotométricos, hallamos el coeficiente de extinción en banda K y estimamos la distancia a la que se encuentra el candidato a YMC. Construimos el Diagrama de Hertzsprung-Russell y le ajustamos las isocronas del grupo de Ginebra, que nos permiten hallar la edad de la población masiva. Contamos las estrellas cuya luminosidad las sitúa por encima de cierto corte de masa inicial, y utilizamos el resultado para calibrar la IMF de Chabrier; integrando esta última obtenemos la masa total del cúmulo. Por último, evaluamos la consistencia de las medidas de distancia y velocidad radial mediante el ajuste a la curva de rotación de la galaxia, y comparamos los resultados con los objetos de la región de formación estelar circundante y con los brazos espirales de la Vía Láctea.

La caracterización es particularmente exhaustiva para el YMC Mercer 30 gracias a que es el único para el contamos con observaciones espectroscópicas multiépoca, y el único también para el que hemos completado el ajuste de sus estrellas calientes a modelos de atmósferas mediante el código CMFGEN. Esto nos ha permitido determinar la binariedad de sus miembros más brillantes y calcular su masa total con una mayor precisión respecto al resto de YMCs. Además, al haber modelado una muestra casi completa de la población post-secuencia principal, podemos calcular de forma exacta el flujo ionizante total emitido por Mercer 30.

Los resultados de las caracterizaciones de estos cinco objetos nos permiten confirmar que todos ellos son cúmulos masivos con edades entre 2 y 7 Myr, que son las correspondientes a YMCs dominados por estrellas calientes evolucionadas. Salvo tres excepciones, hemos confirmado la pertenencia a los YMCs de todas las estrellas de tipos tempranos observadas, y hemos descartado la membresía de todas las de tipos tardíos. En comparación con los resultados previos publicados por otros autores para dos de los cúmulos, Mercer 20 y Mercer 30, incrementamos sustancialmente sus distancias y sus masas, gracias a dos grandes mejoras de nuestra caracterización: nuestra amplia muestra de blancos espectroscópicos; y la excelente

calidad de las imágenes de NICMOS/HST que nos permiten resolver las regiones más densas de los YMCs. Por otra parte, Mercer 30 y Mercer 81 resultan estar entre los YMCs Galácticos más lejanos descubiertos hasta la fecha. El primero está situado en la parte exterior del brazo espiral de Sagitario-Carina, y el segundo junto al extremo lejano de la barra Galáctica.

En cuanto a los cuatro candidatos a cúmulo seleccionados con métodos clásicos y observados espectroscópicamente, no presentamos caracterizaciones completas, sino descripciones provisionales que por lo menos nos permite evaluar la conveniencia de continuar su estudio. Los resultados preliminares indican que solo uno de los cuatro objetos, VVV CL073, parece ser un nuevo YMC, estando además situado a una distancia del orden de las de Mercer 30 y Mercer 81. En todo caso, la comparación entre las dos muestras de candidatos acredita la impresionante efectividad (100 %) del método de Paschen- α para detectar YMCs respecto de las técnicas clásicas.

Por otro lado, utilizamos las caracterizaciones que hemos obtenido de los YMCs para investigar su versatilidad como laboratorios para investigar otras áreas de la astrofísica, a través de tres aplicaciones concretas que además involucran escalas espaciales muy dispares (estelar, local, y galáctica):

1. Dos de los emisores intensos en Paschen- α seleccionados para su seguimiento espectroscópico resultan pertenecer a una rara clase de estrellas, denominadas FS CMa, que nunca antes habían sido detectadas en poblaciones coetáneas. Las estrellas FS CMa son objetos con el fenómeno B[e] y de relativamente poca luminosidad, que están rodeadas por un disco compacto de polvo caliente de origen desconocido. Estas primeras detecciones nos permiten hallar por primera vez sus edades y algunas de sus propiedades intrínsecas, gracias a las caracterizaciones de los YMCs huéspedes, Mercer 20 y Mercer 70. Las edades resultantes nos permiten descartar una de las hipótesis previamente formuladas sobre la naturaleza de las estrellas FS CMa, consistente en objetos post-AGB binarios, al tiempo que formulamos otra hipótesis que implica la fusión reciente de binarias. Las particulares fotométricas de estos objetos nos permiten diseñar un método para detectar nuevos candidatos a estrella FS CMa en otros YMCs del mismo tipo, dando lugar la detección de 3 nuevos candidatos. Un futuro rastreo sistemático de estrellas FS CMa en YMCs será determinante para discernir entre las diferentes hipótesis sobre el surgimiento del fenómeno B[e] en objetos poco luminosos.
2. Utilizamos el YMC Mercer 30 como sonda de medición de las fuentes estelares de ionización de la Nebulosa del Pez Dragón, el complejo de formación gigante al que pertenece este cúmulo. Estudios previos de la región habían aportado indicios de que el grueso

de los fotones que ionizaban la nebulosa provenían de la asociación OB más luminosa de la Galaxia, que a pesar de ello era observacionalmente esquiva. Sin embargo, dichos estudios no tuvieron en cuenta Mercer 30 ni otras poblaciones estelares ya conocidas en el mismo complejo. Tras realizar un censo de los cúmulos jóvenes (en su mayoría embebidos) y de las estrellas masivas de campo en la región, estimamos todas sus contribuciones al flujo ionizante. Así obtenemos un límite inferior del 73 % de todos los fotones del continuo de Lyman necesarios para ionizar toda la nebulosa. Este resultado nos permite refutar la existencia de la supuesta asociación OB superluminosa.

3. Investigamos el potencial de los YMCs conocidos hasta el momento para elaborar un mapa bidimensional (radial-acimutal) de abundancias metálicas actuales que abarque una fracción significativa de la superficie del disco Galáctico. En primer lugar, discutimos la fiabilidad de las medidas de distancia de YMCs y su localización respecto a las componentes estructurales de la Vía Láctea, así como la cobertura total de la muestra completa. En esta última no solo se incluyen a los YMCs presentados en esta tesis, sino también otros caracterizados anteriormente; sin embargo, demostramos que las localizaciones de los nuevos cúmulos son cruciales para proporcionar una cobertura espacialmente homogénea. En segundo lugar, presentamos los primeros resultados de medidas de abundancias en YMCs del disco obtenidas mediante modelos CMFGEN, que solo se han completado para Mercer 30 y se han establecido de forma preliminar para Mercer 81. Aunque el resto de modelos estén aún en fase de elaboración, y los resultados presentados sean muy parciales, estos ya son suficientes para distinguir un gradiente radial de metalicidad. Una vez hayamos finalizado nuestro cartografiado químico, que incluirá también determinar el posible gradiente acimutal, obtendremos pistas fundamentales sobre la evolución quimiodinámica de la Vía Láctea y de sus poblaciones estelares.

Estas tres aplicaciones concretas constituyen una excelente muestra de la enorme trascendencia que tiene el estudio infrarrojo de YMCs resueltos para la astrofísica en general, con implicaciones científicas que van mucho más allá de la propia astrofísica de cúmulos.

Agradecimientos / Acknowledgements

Han sido innumerables las personas que me han apoyado y ayudado, de un modo u otro, a ir cumpliendo este gran sueño de convertirme en un estudioso de los astros. Algunas de ellas lo han hecho desde el ámbito personal o local; otras, desde el académico internacional. Por consideración hacia todas estas personas, he decidido tomarme la libertad de escribir unos agradecimientos bilingües.

First of all, I would like to express my deepest gratitude to my thesis supervisor, Francisco (Paco) Najarro. Thanks to his outstanding knowledge of massive stars (among other topics), his enthusiastic willingness to work hard, and his infinite patience, Paco has been the best guide possible for my learning process and the subsequent research. He has also done everything in his power to help me with many difficulties I have come up against throughout my predoctoral period.

I have also had the privilege of working with (and learning from) some other world leading experts in my field. I am very grateful to Don Figer for the two-month period I stayed in the Rochester Institute of Technology (NY, USA), which was crucial to strengthen our international collaboration. I am greatly indebted to Joachim Puls for teaching me the secrets of models of hot stars, during the six-week period I shared with him at the Universitäts-Sternwarte München (Munich, Germany). I am also grateful to Tom Geballe for inviting me to the Gemini offices in Hilo (Hawaii, USA) to collaborate with the telluric correction of his spectroscopic targets. Additionally, I thank Ben Davies for his extremely valuable help with observations and spectroscopic data reduction, and Miriam Garcia for his continued and priceless assistance in the last two years of my doctorate.

Moreover, I have benefited from the excellent expertise of other brilliant researchers that have closely collaborated with me (in addition to those that I have listed above). I am grateful to Christine Trombly for providing me with the reduced NICMOS/HST photometry, as well as for our useful discussions about spectral classification, especially regarding the FS CMa stars. I also thank Jura Borissova and her collaborators (including Sebastián Ramírez Alegría, Radostin Kurtev, and Margaret Hanson) for sharing their Mercer 30 data with us, and for helping us with the characterization of this cluster.

Durante estos últimos 6 años, he tenido la inmensa fortuna de trabajar en un instituto de investigación multidisciplinar único en el mundo. El Centro de Astrobiología (CAB) es un centro mixto entre el Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC) y el Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial (INTA). Es un lugar repleto de talentosos investigadores, además de otros diligentes trabajadores (incluyendo los de dirección y administración y el

servicio de limpieza) que construyen un entorno adecuado para la investigación y un día a día más ameno. Merecen una mención especial las compañeras y compañeros que han pasado en algún momento por la becaría, quienes han creado un ambiente agradable y en ocasiones divertido (particularmente durante las comidas). Si no hubiera sido por estas personas (de quienes también he aprendido mucho gracias precisamente a nuestra multidisciplinariedad), la realización de la tesis se me habría hecho mucho más cuesta arriba.

No pueden faltar en estas líneas aquellas personas que me han apoyado y animado desde fuera del mundo de la ciencia. Sin duda, el apoyo más fundamental, y absolutamente insustituible, ha venido de mi familia, que ha creído en mi sueño astronómico en todo momento. También han sido esenciales todos mis amigos y amigas, empezando por los de siempre de Salamanca (entre los que tengo que citar a los Crónicos Carnívoros y a los que me convirtieron en Diego Bolsón), así como a los nuevos que he hecho en Madrid y en Alcalá de Henares. Desde mi llegada a Madrid he tenido el honor de compartir vicisitudes varias con toda esa peña rucera, de la que debo hacer menciones especiales hacia mi mosketero, mi mosketera, y el emprendedor. También ha sido una suerte toparme con gente como la que vino del país de la plata, o como esa pieza que es más valiosa que todos sus peones, o como los que son no anónimos (sic) a pesar de que tampoco escribo sus nombres.

Este trabajo ha sido posible en parte gracias a la beca de Formación de Personal Investigador (FPI) BES-2009-027786, que me concedió el ya desaparecido Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN), así como al apoyo económico de los proyectos del Plan Nacional AYA2008-06166-C03-02, AYA2010-21697-C05-01, FIS2012-39162-C06-01 y ESP2013-47809-C3-1-R.

This research has taken advantage of a huge amount of work that has been done by the astronomical community through various projects. I thank John Hillier for providing the CMFGEN code. This research is partly based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile, under programs IDs 179.B-2002, 081.D-0471, 083.D-0765, 087.D-0957, 089.D-0989, & 091.D-0869. This thesis is partly based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555; these observations are associated with program #11545. I gratefully acknowledge use of data from the ESO Public Survey programme ID 179.B-2002 taken with the VISTA telescope, and data products from the Cambridge Astronomical Survey Unit. This work is based in part on data obtained as part of the UKIRT Infrared Deep Sky Survey. This thesis is based in part on observations made with the *Spitzer* Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Te-

chnology under a contract with NASA. IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. This work has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This work has made use of “Aladin sky atlas” developed at CDS, Strasbourg Observatory, France. This research has made use of NASA’s Astrophysics Data System. This work has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France.

Este trabajo ha sido editado con L^AT_EX 2_ε.

Índice general

Índice de figuras	XVII
Índice de tablas	XXI
Acrónimos	XXIII
1 Introducción	1
1.1. Estrellas masivas	1
1.1.1. Generalidades	1
1.1.2. Atmósferas y su análisis	5
1.2. Cúmulos jóvenes masivos	8
1.2.1. Grupos de estrellas: jerarquía, evolución y contenido masivo	8
1.2.2. Cúmulos jóvenes masivos en la Vía Láctea	13
1.3. Motivaciones y objetivos de esta tesis	18
2 Observaciones y reducción de datos	23
2.1. Selección de candidatos masivos y fotometría	23
2.1.1. Observaciones desde el espacio: el método de Paschen- α	23
2.1.2. Ampliación de la muestra de candidatos a cúmulo joven masivo	27
2.1.3. Fotometría de sondeos públicos	28
2.2. Espectroscopía	29
2.2.1. Planificación y ejecución de las observaciones	29
2.2.2. Reducción de datos	33

3	Caracterización de los cúmulos	41
3.1.	Metodología: Mercer 30 como caso piloto	41
3.1.1.	Clasificación espectral e identificación de líneas	42
3.1.2.	Resultados fotométricos	51
3.1.3.	Análisis cuantitativo	56
3.1.4.	Extinción y distancia	68
3.1.5.	Velocidades radiales y estrellas binarias	72
3.1.6.	Edad y masa	76
3.1.7.	Medio circundante y posición en la Vía Láctea	86
3.2.	Resultados para el resto de cúmulos	95
3.2.1.	Mercer 20	95
3.2.2.	Mercer 23	111
3.2.3.	Mercer 70	128
3.2.4.	Mercer 81	140
3.2.5.	Resultados preliminares de cúmulos no observados con HST	155
4	Aplicaciones	165
4.1.	Estrellas FS CMa en cúmulos	165
4.1.1.	Mc20-16 y Mc70-14	165
4.1.2.	Población Galáctica de estrellas FS CMa en cúmulos	182
4.2.	Ionización de la región del Pez Dragón	188
4.2.1.	Planteamiento del problema	188
4.2.2.	Fuentes ionizantes	190
4.2.3.	¿Existe realmente la Asociación del Pez Dragón?	198
4.3.	Hacia un cartografiado químico del disco Galáctico	201
4.3.1.	Distribución espacial de cúmulos jóvenes masivos	201
4.3.2.	Medidas de abundancias	211
4.3.3.	Discusión y trabajo futuro	219
5	Conclusiones	227
5.1.	Sobre la observación y caracterización de cúmulos jóvenes masivos	227
5.2.	Sobre las aplicaciones a otras áreas de la astrofísica	232

APÉNDICES

A	El fenómeno B[e] y las estrellas FS CMa	237
----------	--	------------

B Publicaciones	241
Bibliografía	245
Índice de objetos astronómicos	265

Índice de figuras

1.1. Representación esquemática de la evolución de estrellas masivas	4
1.2. Jerarquía de formación estelar en las Galaxias Antena y M 51	9
1.3. Estructura espiral de la Vía Láctea	20
2.1. Imágenes NICMOS/HST de Mercer 20 en F222M y F187N – F190N	24
2.2. Imágenes NICMOS/HST de Mercer 23 en F222M y F187N – F190N	25
2.3. Imágenes NICMOS/HST de Mercer 30 en F222M y F187N – F190N	25
2.4. Imágenes NICMOS/HST de Mercer 70 en F222M y F187N – F190N	26
2.5. Imágenes NICMOS/HST de Mercer 81 en F222M y F187N – F190N	27
2.6. Ajuste de líneas de OH para la rectificación y calibración en longitud de onda . . .	34
2.7. Obtención del espectro telúrico puro ajustando un espectro sintético a la estándar .	36
3.1. Espectros de tipo OB en Mercer 30 y líneas identificadas	47
3.2. Espectros con emisiones intensas en Mercer 30 y líneas identificadas	48
3.3. Espectros de tipo tardío en Mercer 30 y líneas identificadas	49
3.4. Imagen JHK_S de Mercer 30 tomada de VVV	51
3.5. Imagen de Mercer 30 en la banda F222M de NICMOS/HST	52
3.6. Posiciones de rendija de las observaciones de Mc30-06 y variaciones en su espectro	54
3.7. Perfil radial de densidad superficial de estrellas en Mercer 30 y su entorno	55
3.8. Diagrama color-magnitud de Mercer 30	57
3.9. Ajustes de modelos CMFGEN a observaciones de estrellas OB	60
3.10. Ajustes de modelos CMFGEN a observaciones de estrellas con emisiones intensas .	62

3.11. Ajuste de isocronas al diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 30	79
3.12. Procedimiento para calcular la masa total de un cúmulo masivo	80
3.13. Estimación del error estadístico en el cálculo de la masa mediante el método de Montecarlo	85
3.14. Imagen RGB de la Nebulosa del Pez Dragón tomada de GLIMPSE	88
3.15. Diagramas de velocidad radial de Mercer 30 y el complejo del Pez Dragón	91
3.16. Cúmulos y objetos estelares jóvenes en la imagen GLIMPSE del Pez Dragón	93
3.17. Espectros de estrellas calientes en Mercer 20 y líneas identificadas	96
3.18. Espectros de tipo tardío en Mercer 20 y líneas identificadas	97
3.19. Imágenes de Mercer 20 tomadas de UKIDSS e ISAAC/VLT	97
3.20. Proceso de descontaminación espectral de Mc20-08 y Mc20-09 en la banda H	99
3.21. Diagrama color-magnitud de Mercer 20	102
3.22. Ajuste de isocronas al diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 20	104
3.23. Imagen RGB del entorno de Mercer 20 tomada de GLIMPSE	108
3.24. Diagrama velocidad-distancia para Mercer 20 y la curva de rotación Galáctica	109
3.25. Imágenes de Mercer 23 tomadas de UKIDSS e ISAAC/VLT	112
3.26. Espectros de estrellas calientes en Mercer 23 y líneas identificadas	113
3.27. Espectros de tipo tardío en Mercer 23 y líneas identificadas	114
3.28. Diagrama color-magnitud de Mercer 23	117
3.29. Ajuste de isocronas al diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 23	120
3.30. Imagen RGB del entorno de Mercer 23 tomada de GLIMPSE	124
3.31. Emisión del continuo en 1420 MHz en el entorno de Mercer 23	125
3.32. Diagrama velocidad-distancia para Mercer 23 y la curva de rotación Galáctica	126
3.33. Espectros de estrellas calientes en Mercer 70 y líneas identificadas	129
3.34. Espectros de tipo tardío en Mercer 70 y líneas identificadas	130
3.35. Imágenes de Mercer 70 tomadas de VVV e ISAAC/VLT	130
3.36. Diagrama color-magnitud de Mercer 70	133
3.37. Ajuste de isocronas al diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 70	135
3.38. Imagen RGB del entorno de Mercer 70 tomada de GLIMPSE	138
3.39. Diagrama velocidad-distancia para Mercer 70 y la curva de rotación Galáctica	139
3.40. Espectros de estrellas calientes en Mercer 81 y líneas identificadas	141
3.41. Espectros de tipo tardío en Mercer 81 y líneas identificadas	142
3.42. Imágenes de Mercer 81 tomadas de VVV e ISAAC/VLT	143
3.43. Diagrama color-magnitud de Mercer 81	147
3.44. Imagen RGB del entorno de Mercer 81 tomada de GLIMPSE	148

3.45. Ajuste de modelo al espectro de Mc81-03	149
3.46. Mapa de probabilidades masa-edad para Mc81-03	151
3.47. Diagrama velocidad-distancia para Mercer 81 y la curva de rotación Galáctica . . .	154
3.48. Imágenes de FSR 1530 tomada de 2MASS	156
3.49. Espectroscopía preliminar de estrellas en FSR 1530	156
3.50. Imágenes de VVV CL029 tomadas de VVV e ISAAC/VLT	158
3.51. Espectroscopía preliminar de estrellas en VVV CL029	159
3.52. Imágenes de VVV CL067 tomadas de VVV e ISAAC/VLT	160
3.53. Espectroscopía preliminar de estrellas en VVV CL067	160
3.54. Imágenes de VVV CL100 tomadas de VVV e ISAAC/VLT	162
3.55. Espectroscopía preliminar de estrellas en VVV CL100	163
4.1. Localización de candidatos a estrella FS CMa en imágenes NICMOS/HST	166
4.2. Espectros de los candidatos a estrella FS CMa descubiertos en cúmulos masivos . .	168
4.3. Diagramas de Paschen-alpha frente a F222M para Mercer 20 y Mercer 70	174
4.4. Distribución espectral de energía para Mc20-16 y Mc20-17	177
4.5. Posición de Mc81-28 en las imágenes NICMOS/HST del centro de Mercer 81 . . .	183
4.6. Posición de DWC 74 en las imágenes NICMOS/HST del Cúmulo del Quintuplete. .	184
4.7. Candidatos a estrellas WR en el complejo del Pez Dragón	193
4.8. Porciones de espectros de Mercer 30 degradados a $R = 1000$	200
4.9. Localización de los cúmulos jóvenes en la estructura espiral Galáctica	205
4.10. Distribución espacial de cúmulos sobre la impresión artística de la Vía Láctea . . .	206
4.11. Distribución espacial en la Vía Láctea: comparación con YMCs de la literatura . .	210
4.12. Esquema del proceso CNO	213
4.13. Abundancia superficial de N frente a edad de modelos evolutivos	215
4.14. Metalicidad frente a radio galactocéntrico para YMCs entre 2 y 7 Myr	222

Índice de tablas

1.1. Rastreo infrarrojo de cúmulos y número de candidatos descubiertos	17
2.1. Candidatos a YMC seleccionados mediante el método de Paschen- α	24
2.2. Candidatos a YMC seleccionados mediante fotometría de banda ancha de sondeos públicos	28
2.3. Programas de observación espectroscópica llevados a cabo para esta tesis	28
2.4. Bloques de observación y corrección de velocidad radial	38
3.1. Líneas identificadas en espectros, excluyendo los de tipo B[e]	44
3.2. Clasificación espectral de objetos en el campo de Mercer 30	50
3.3. Fotometría de estrellas observadas espectroscópicamente en Mercer 30	53
3.4. Parámetros estelares fundamentales de los modelos de Mercer 30	65
3.5. Parámetros de estructura del viento de los modelos de Mercer 30	66
3.6. Abundancias superficiales de los modelos de Mercer 30	67
3.7. Parámetros que se derivan de los ajustes a modelos para Mercer 30	68
3.8. Longitudes de onda efectivas	69
3.9. Cálculos de extinción y distancia de Mercer 30	70
3.10. Velocidades radiales de estrellas frías en el campo de Mercer 30	73
3.11. Estrellas calientes de Mercer 30 con velocidades radiales variables	74
3.12. Velocidades radiales de signos de formación estelar en la Nebulosa del Pez Dragón	90
3.13. Cúmulos o candidatos a cúmulo en el complejo del Pez Dragón	94
3.14. Clasificación espectral y velocidades radiales de estrellas de Mercer 20	98

3.15. Fotometría de los objetos observados espectroscópicamente en Mercer 20	100
3.16. Clasificación espectral de estrellas Mercer 23, incluyendo la de Hanson et al. (2010)	115
3.17. Fotometría y velocidad radial de objetos observados espectroscópicamente en Mercer 23	116
3.18. Clasificación espectral y velocidades radiales de estrellas de Mercer 70	131
3.19. Fotometría de los objetos observados espectroscópicamente en Mercer 70	132
3.20. Clasificación espectral y velocidades radiales de estrellas de Mercer 81	144
3.21. Fotometría de los objetos observados espectroscópicamente en Mercer 81	145
3.22. Parámetros del modelo de Mc81-03	150
4.1. Identificación y velocidades radiales de rasgos espectrales de Mc20-16 y Mc70-14	172
4.2. Nuevos candidatos a estrellas FS CMa en cúmulos masivos	183
4.3. Magnitudes K de estrellas WR en cúmulos con candidatos a estrellas FS CMa	185
4.4. Flujos en 5 GHz de regiones H II en el complejo del Pez Dragón	196
4.5. Flujos ionizantes de poblaciones embebidas del el complejo del Pez Dragón	197
4.6. Fuentes ionizantes para la Nebulosa del Pez Dragón	198
4.7. Localizaciones de otros YMCs Galácticos similares a los aquí estudiados	209
4.8. Medidas de metalicidad en estrellas procesadas solo por el subciclo CN	218
4.9. Metalicidad en YMCs basadas en abundancias CNO y/o elementos α	221
5.1. Resultados principales de las caracterizaciones	229

Acrónimos

Aunque esta tesis esté escrita en castellano, para los acrónimos se utilizan las siglas en inglés por estar su uso muy extendido en la comunidad astronómica. Para cada entrada se proporciona también la traducción al castellano, excepto en los casos de nombres de proyectos instrumentales, observacionales o computacionales.

2MASS	<i>Two Microns All-Sky Survey</i>	
AGB	<i>Asymptotic Giant Branch</i>	Rama Asintótica de Gigantes
APOGEE	<i>Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment</i>	
BHG	<i>Blue Hypergiant</i>	Hipergigante Azul
CMD	<i>Color-Magnitude Diagram</i>	Diagrama Color-Magnitud
DSS	<i>Digitalized Sky Survey</i>	
ECMF	<i>Embedded Cluster Mass Function</i>	Función de Masa de Cúmulos Embebidos
EGO	<i>Extended Green Object</i>	Objeto Verde Extendido
ESO	<i>European Southern Observatory</i>	Observatorio Europeo Sur
GLIMPSE	<i>Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire</i>	
GNIRS	<i>Gemini Near InfraRed Spectrograph</i>	
HRD	<i>Hertzsprung-Russell Diagram</i>	Diagrama de Hertzsprung-Russell
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>	
IAU	<i>International Astronomical Union</i>	Unión Astronómica Internacional
PI	<i>Principal Investigator</i>	Investigador Principal
IRAC	<i>InfraRed Array Camera</i>	
IRTF	<i>InfraRed Telescope Facility</i>	
ISAAC	<i>Infrared Spectrometer And Array Camera</i>	
IDL	<i>Interactive Data Language</i>	
IMF	<i>Initial Mass Function</i>	Función Inicial de Masas
IRAF	<i>Image Reduction and Analysis Facility</i>	
ISM	<i>Interstellar Medium</i>	Medio Interestelar
KMOS	<i>K-band Multi Object Spectrograph</i>	
LBV	<i>Luminous Blue Variable</i>	Variable Luminosa Azul
LMC	<i>Large Magellanic Cloud</i>	Gran Nube de Magallanes
LSR	<i>Local Standard of Rest</i>	Sistema de Reposo Local
NICMOS	<i>Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer</i>	
MS	<i>Main Sequence</i>	Secuencia Principal
MSX	<i>Midcourse Space eXperiment</i>	

MSTO	<i>Main-Sequence Turn-Off</i>	Retorno de la Secuencia Principal
NIC3	<i>Near Infrared Camera 3</i>	
NICMOS	<i>Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer</i>	
NIFS	<i>Near-infrared Integral Field Spectrograph</i>	
NIR	<i>Near-Infrared</i>	Infrarrojo Cercano
NIRCam	<i>Near InfraRed Camera</i>	
NLTE	<i>Non-Local Thermodynamic Equilibrium</i>	No-Equilibrio Termodinámico Local
NTT	<i>New Technology Telescope</i>	
PANIC	<i>Persson's Auxilliary Nasmyth Infrared Camera</i>	
RMS	<i>Red MSX Source survey</i>	
RSG	<i>Red Supergiant</i>	Supergigante Roja
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i>	Distribución Espectral de Energía
SFR	<i>Star Formation Rate</i>	Ritmo de Formación Estelar
S/N	<i>Signal-to-Noise [ratio]</i>	[relación] Señal-Ruido
SNR	<i>Supernova Remnant</i>	Remanente de Supernova
SIMBAD	<i>Set of Indications, Measurements, and Bibliography for Astronomical Data</i>	
SofI	<i>Son of ISAAC</i>	
UKIDSS	<i>UKIRT Infrared Deep Sky Survey</i>	
UKIRT	<i>United Kingdom Infrared Telescope</i>	
VGPS	<i>VLA Galactic Plane Survey</i>	
VIRCAM	<i>VISTA InfraRed CAMera</i>	
VISTA	<i>Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy</i>	
VLA	<i>Very Large Array</i>	
VLT	<i>Very Large Telescope</i>	
VVV	<i>VISTA Variables in the Vía Láctea</i>	
WFCAM	<i>Wide Field CAMera</i>	
WFC3	<i>Wide Field Camera 3</i>	
WISE	<i>Wide-field Infrared Survey Explorer</i>	
WMAP	<i>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe</i>	
WR	<i>Wolf-Rayet [star]</i>	[estrella de] Wolf-Rayet
YMC	<i>Young Massive Cluster</i>	Cúmulo Joven Masivo
YSO	<i>Young Stellar Object</i>	Objeto Estelar Joven

Capítulo 1

Introducción

Esta tesis versa sobre el estudio de cúmulos estelares a través de las estrellas masivas que contienen. Se combinan así dos campos diferenciados de conocimiento: la astrofísica estelar, y la de sistemas estelares. Por ello, es preciso introducir por separado los dos temas, antes de exponer los objetivos que se pretenden abordar.

1.1. Estrellas masivas

1.1.1. Generalidades

En el contexto de la teoría de evolución estelar, las estrellas se clasifican primariamente en función de su composición química y su masa inicial, M_{ini} . Este último parámetro es el que, de forma predominante, determina qué procesos ocurrirán en el interior estelar, cuánto tiempo vivirá la estrella, y de qué forma acabará muriendo.

Se define estrella masiva como aquella cuyo destino final es la explosión como supernova producida como consecuencia del colapso de su núcleo (lo que observacionalmente corresponde a las supernovas de tipos II y Ibc). En la actualidad, está establecido por amplio consenso que las estrellas de masas $M_{\text{ini}} \gtrsim 8M_{\odot}$ son las que acaban generando esta clase de supernovas (Smartt 2009).

Es precisamente la nucleosíntesis explosiva de estos objetos la principal responsable de enriquecer el Universo con átomos más pesados que el H y el He (es decir, lo que en astrofísica

se denominan metales). En concreto, las supernovas de colapso de núcleo son las que sintetizan en cadena los llamados elementos α (C^1 , O, Ne, Mg, Si, etc.) a través de sucesivas fusiones con núcleos de helio. Por la importancia que tienen algunos de estos elementos en la formación de planetas, en la producción de moléculas orgánicas y en los procesos biológicos, es evidente que el estudio de las generaciones pasadas de estrellas masivas trasciende mucho más allá de los campos de conocimiento de la astrofísica y la cosmología.

Las estrellas masivas no solo tienen un gran impacto en la evolución química del Universo, sino que también juegan un papel determinante en sus procesos físicos, hasta el punto de haberse ganado el apelativo de “Motores cósmicos” (Bresolin et al. 2008). Su principal influencia se debe a que son estrellas extremadamente luminosas, que además emiten gran parte de su radiación en el continuo de Lyman. Gracias su enorme poder ionizante, los objetos particularmente masivos que formaron parte de la primera generación de estrellas (conocida como población III; véase Bromm y Larson 2004) ya protagonizaron uno de los sucesos más importantes de la historia cósmica: la reionización del Universo (Loeb y Barkana 2001). Desde la formación de las primeras galaxias hasta la actualidad, las estrellas masivas han continuado ionizando e inyectando energía mecánica al Medio Interestelar (ISM) a través de vientos estelares y supernovas, moldeando su entorno y autorregulando los sucesivos procesos de formación estelar (Elmegreen y Lada 1977; Hopkins et al. 2011; Agertz et al. 2013).

Por todo lo anterior, es absolutamente crucial para el estudio de la evolución del Universo cuantificar la importancia relativa de los diferentes tipos de estrellas masivas en las poblaciones creadas a lo largo de la historia de formación estelar (véase la reciente revisión sobre el tema de Madau y Dickinson 2014). Aquí es donde entra en juego la Función Inicial de Masas (IMF), que es la distribución de masas iniciales con que nacen las estrellas. Según el primer cálculo de Salpeter (1955), la IMF viene dada por la siguiente forma funcional:

$$\xi(m) \equiv \frac{dn}{d \log m} \propto m^{-1.35} \quad (1.1)$$

Sorprendentemente, esta forma funcional sigue siendo perfectamente válida en la actualidad para masas iniciales $m \gtrsim 1M_{\odot}$ (Massey 2003; Bastian et al. 2010; Offner et al. 2014), aunque su pendiente parece aplanarse hacia masas menores (Miller y Scalo 1979; Kroupa et al. 1993; Chabrier 2003). Esta pendiente implica que las estrellas masivas son muy escasas en comparación con el resto, y su número es aún menor cuanto más masivas son. Este hecho no evita que los objetos más masivos dominen la luz de las galaxias que forman estrellas, ya que

¹Aunque en el caso del carbono, no está del todo claro si su enriquecimiento esté producido predominantemente por estrellas masivas o de menor masa (véase por ejemplo Chiappini et al. 2003); es por ello que a veces no se considera un elemento α .

la luminosidad estelar crece con la masa (en general) mucho más rápido de lo que decrece la IMF (consúltense por ejemplo Kippenhahn y Weigert 1990; Torres et al. 2010).

Para estudiar la evolución de estrellas en general, se confeccionan redes de modelos basados en la teoría interiores estelares para diferentes masas y metalicidades. Estos modelos se hacen variar a lo largo del tiempo, conformando así las denominadas trazas evolutivas (por ejemplo Schaller et al. 1992; Bressan et al. 1993; Girardi et al. 2000; Ekström et al. 2012), cuyas predicciones deben ser validadas contrastándolas con las observaciones. En el caso particular de las estrellas masivas, estos estudios evolutivos se complican tanto por el lado teórico como por el observacional, por las siguientes razones. Primero, porque los resultados de las trazas varían enormemente con los efectos difíciles de constreñir de la rotación (Meynet y Maeder 1997; Maeder y Meynet 2000), de la pérdida de masa (Chiosi y Maeder 1986; Smith 2014), y de la binariedad (Sana et al. 2012; Langer 2012; Schneider et al. 2014); véase también Martins y Palacios (2013). Un tratamiento adecuado de estos efectos requeriría confeccionar los modelos evolutivos en 3 dimensiones, pero los modelos actuales son unidimensionales. Y segundo, porque las observaciones de objetos muy masivos en determinadas etapas evolutivas pueden llegar a ser muy exiguas, especialmente cuando se trata de fases muy breves. El mejor ejemplo de esto último es la fase de Variable Luminosa Azul² (LBV; Humphreys y Davidson 1994; Clark et al. 2005a; Vink 2012).

A pesar de las dificultades, el enorme esfuerzo invertido en investigar las estrellas masivas va dando sus frutos. Se dispone ya de una visión general de las fases evolutivas por las que pasan los diferentes tipos de objetos masivos, y que se presenta de forma esquemática en la Fig. 1.1. El conocimiento actual detallado sobre evolución de estrellas masivas se puede consultar en las completísimas revisiones sobre el tema publicadas por Woosley et al. (2002) y por Langer (2012). La primera se centra en lo puramente teórico, mientras que la segunda está más enfocada en los resultados de los modelos y la comparación con las observaciones. Nosotros nos limitaremos aquí a resumir de manera muy básica y somera las diferentes fases de la vida de una típica estrella masiva.

Una estrella masiva pasa la mayor parte de su vida quemando hidrógeno en su núcleo mediante el ciclo CNO, y durante ese tiempo, se sitúan en la parte más azul (es decir, más caliente) de la Secuencia Principal (MS). Tras agotarse el hidrógeno, el núcleo empieza a fusionar el ^4He en ^{12}C mediante el proceso triple- α , tras lo cual aumenta su radio y su luminosidad de forma rápida. Dependiendo de la masa inicial y de la fracción de esta que haya perdido a través de vientos, la superficie de la estrella puede enfriarse significativamente o puede no hacerlo, con-

²Las estrellas que se encuentran en esta fase también son denominadas “variables S Doradus”. Resulta muy curioso que S Dor sea el único objeto extragaláctico que se utiliza en la literatura como prototipo de una clase de estrellas, lo cual evidencia al mismo tiempo su luminosidad extrema y la escasez de este tipo de objetos.

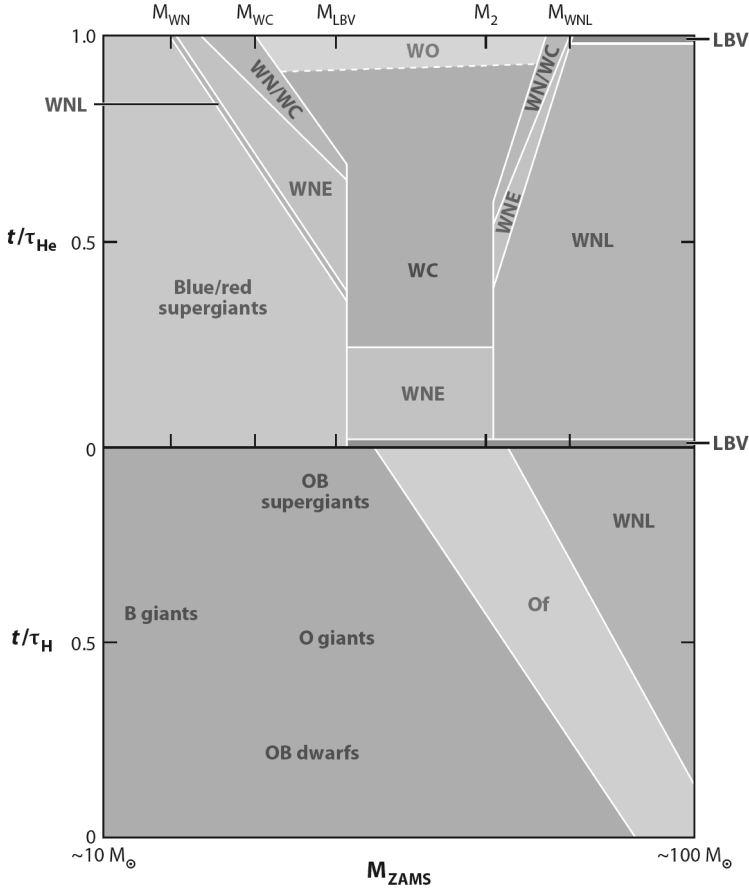


Figura 1.1: Representación esquemática, tomada de Langer (2012), de las fases evolutivas por las que pasan las estrellas masivas en función de su masa inicial y de su edad. La figura está dividida en dos partes: la inferior, que engloba el tiempo en que se quema hidrógeno en el centro de la estrella, y la superior, que representa la quema del helio.

virtiéndose en el primer caso en Supergigante Roja (RSG), y en el segundo, en Supergigante Azul (BSG). Se puede decir, entonces, que durante el proceso de la quema de helio, el aspecto exterior de la estrella se va desacoplando de lo que sucede en el núcleo, pasando a depender sobre todo de la pérdida de masa, sobre lo que a su vez influye la rotación de la estrella. El helio se acaba agotando en el centro de la estrella, dando paso a la fusión del carbono en neón, pero el He continúa quemándose en la capa circundante. Al agotarse el carbono en el centro, comienza la fusión del neón, mientras el C continúa quemándose en capa, y así sucesivamente hasta alcanzar una estructura que se asemeja a la de una cebolla con sus múltiples capas. El proceso, que avanza cada vez más rápido, finaliza cuando se forma, en cuestión de minutos, un

núcleo estelar de hierro que ya no puede producir energía mediante fusión, lo que hace que se colapse gravitatoriamente provocando la explosión de supernova. En cuanto al aspecto exterior, la estrella puede permanecer como RSG o BSG durante todo el proceso si pierde muy poca masa, lo cual puede ocurrir solo para estrellas relativamente poco masivas. En otros casos, se iría perdiendo la envoltura de hidrógeno hasta dejar al descubierto los productos de la nucleosíntesis (Conti 1976; Maeder 1996), dando lugar a las llamadas estrellas de Wolf-Rayet (WR). Al desnudarse la estrella de esta forma, se llega primero a una fase rica en helio y nitrógeno (el subtipo WN), donde se muestran así los productos del ciclo CNO. Si la pérdida de masa continúa, se alcanza una fase rica en carbono (WC) al exhibirse los productos de la reacción triple- α , o puede ir incluso más allá llegando a una rara fase rica en oxígeno (WO).

1.1.2. **Atmósferas y su análisis**

Como no es posible observar directamente el interior de las estrellas, sus parámetros físicos y su estado evolutivo deben estudiarse en base a su apariencia exterior, principalmente mediante técnicas fotométricas, espectroscópicas y astrosismológicas. En principio, la manera más básica de hacer esto es mediante la clasificación espectral tradicional, la de los tipos espectrales MK (Morgan y Keenan 1973). Como bien sabe todo astrónomo, estos tipos normalmente dan una idea aproximada de las temperaturas efectivas y gravedades superficiales de las estrellas basándose en los rasgos espectrales provenientes de la fotosfera. Y aunque solo se trate de características básicas y aproximadas, estos tipos son muy útiles para el análisis estadístico de poblaciones gracias a la simplicidad de los criterios de clasificación. Sin embargo, el uso de este sistema se complica en el caso de las estrellas masivas, por culpa de sus típicos vientos extensos y/o densos. Las líneas fotosféricas de algunos tipos masivos evolucionados (WR, LBV, o las BSG muy luminosas, y en menor medida, las supergigantes O) sufren una fuerte contaminación por su intenso viento radiativo donde se forman sus típicas líneas de emisión bajo condiciones de No-Equilibrio Termodinámico Local (NLTE). Tales condiciones se dan en este tipo de atmósferas por la combinación entre su poca densidad y su campo de radiación extremadamente intenso, haciendo que los procesos radiativos dominen sobre los colisionales en las regiones donde se forman las líneas espectrales.

Es entonces esencial entender cómo interfieren los vientos de las estrellas masivas en la formación de sus espectro, y para ello hay que resolver la ecuación de transporte radiativo. Existe una solución relativamente sencilla si se utiliza la aproximación plano-paralela y se asume equilibrio termodinámico local, pero estas condiciones distan mucho de las que se suelen encontrar en los vientos de estrellas masivas. Además hay que tener en cuenta que las atmósferas objeto de estudio se expanden, por lo que las longitudes de onda de las transiciones electró-

nicas se desplazan por efecto Doppler en el sistema de referencia del observador. Así que, en primer lugar, debe construirse un modelo del viento. El caso más básico sería el de un viento estacionario esféricamente simétrico, que estaría descrito por la ley de velocidad, $v(r)$, y el ritmo de pérdida de masa, \dot{M} , relacionados por la ecuación de continuidad:

$$\dot{M} \equiv -\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) , \quad (1.2)$$

donde $\rho(r)$ es la estructura de densidad. Para simplificar el problema, se suele asumir alguna parametrización de la ley de velocidad, siendo la más usual la llamada ley de tipo beta:

$$v(r) = v_\infty (1 - r_0/r)^\beta , \quad (1.3)$$

de forma que la cinemática del viento vendría descrito por tres parámetros: el exponente β , la velocidad terminal $v_\infty = \lim_{r \rightarrow \infty} v(r)$, y el ya mencionado \dot{M} . Se ha comprobado empíricamente que esta ley normalmente es suficiente para obtener resultados realistas, aunque no es así siempre (más abajo volveremos a referirnos a ello) Por otra parte, la dinámica de la atmósfera en expansión descrita por la ecuación de momento del viento:

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM_\star}{r^2} + g_{\text{rad}}(\kappa_\nu) , \quad (1.4)$$

donde p es la presión del gas, M_\star es la masa de la estrella, y g_{rad} es la aceleración causada por presión de radiación, que a su vez es función de la opacidad κ_ν y de factores geométricos. Un avance importante para la resolución de este problema con resultados realistas fue presentado por Lucy y Solomon (1970). Estos autores se dieron cuenta de que líneas de absorción de metales ionizados en el ultravioleta generaban una presión de radiación mucho mayor que la del continuo debido a que su opacidad era muy superior que la del continuo. En base a este hecho fue creada la teoría de vientos impulsados por líneas, formulada principalmente por Castor, Abbott, y Klein (1975) y más tarde mejorada por otros trabajos (Abbott 1982; Friend y Abbott 1986; Pauldrach et al. 1986; Puls 1987, entre otros). Así se construyó un formalismo que permitía resolver de numéricamente la ecuación de transporte radiativo en condiciones de NLTE en un viento descrito por las ecuaciones 1.2 a 1.4, haciéndolo además de forma autoconsistente teniendo en cuenta a la vez los parámetros de la estrella y el viento.

Gracias a ello, en los años siguientes se fueron implementando códigos que permitían generar modelos de estrellas calientes con vientos en expansión³ y sus correspondientes espectros sintéticos. Los códigos más usados, por ser los más completos y versátiles, son CMFGEN (Hillier 1990; Hillier y Miller 1998) y FASTWIND (Santolaya-Rey et al. 1997; Puls et al. 2005).

³Esto no solo incluye estrellas masivas, sino también estrellas centrales de nebulosas planetarias.

Existen varios códigos más para modelar estrellas calientes, como PHOENIX (Hauschildt y Baron 1999), WMBASIC (Pauldrach et al. 2001) y POWR (Gräfener et al. 2002; Hamann y Gräfener 2003).

Los códigos mencionados han sido muy útiles para experimentar con variaciones de los diferentes parámetros de entrada y observar su impacto en el espectro saliente. De esta forma, se puede conocer de forma precisa qué características del espectro son útiles como diagnósticos de dichos parámetros; véanse las revisiones publicadas por Kudritzki y Puls (2000) y Puls et al. (2008). Además, el ajuste de los espectros sintéticos salientes a las observaciones reales permite mapear de cierta manera la estructura del viento (en términos de velocidad, densidad, ionización) permitido descubrir que en algunos casos no son válidas ciertas suposiciones y aproximaciones que habitualmente se llevan a cabo. Este es el caso de la ley de velocidad de tipo beta (ecuación 1.3); véanse las objeciones y modificaciones planteadas por Gayley et al. (1995); Najarro et al. (1997a); Hillier y Miller (1999); Krtićka y Kubát (2011). También han tenido que ser introducidas inhomogeneidades en los vientos (Abbott et al. 1981; Moffat y Robert 1994), afectando significativamente a las pérdidas de masa derivadas (recordemos la importancia que tiene \dot{M} para la evolución de estrellas masivas; Sec. 1.1.1).

Habitualmente, las inhomogeneidades en la densidad se introducen en el modelo de viento adoptando la siguiente simplificación: una fracción f_{cl} (conocida como factor de llenado) del volumen estaría ocupado por gas de densidad $\rho(r)$, y el resto tendría densidad cero. Entonces, en la ecuación 1.2 habría que sustituir $\rho(r)$ por la densidad promedio $\bar{\rho} = f_{cl} \cdot \rho$. Como en base a argumentos hidrodinámicos se espera que las inhomogeneidades empiecen a crecer con el radio (véase sin embargo Sundqvist y Owocki 2013), empezaron a utilizarse leyes de inhomogeneidad con formas funcionales como la de Hillier y Miller (1999):

$$f_{cl}(r) = a + (1 - a)e^{-v(r)/b}, \quad (1.5)$$

O la más general de Najarro et al. (2009), que es la que emplearemos en los modelos de esta tesis:

$$f_{cl}(r) = CL_1 + (1 - CL_1)e^{-v(r)/CL_2} + (CL_4 - CL_1)e^{(v(r)-v_\infty)/CL_3} \quad (1.6)$$

Las inhomogeneidades complican la física de los vientos estelares con diversos efectos (porosidad, inestabilidades) que no es pertinente discutir aquí; remitimos al lector interesado a la revisión de Owocki (2011).

1.2. Cúmulos jóvenes masivos

1.2.1. Grupos de estrellas: jerarquía, evolución y contenido masivo

Una inmensa mayoría de las estrellas nacen de forma agrupada (Lada y Lada 2003). Si las interacciones gravitatorias entre las estrellas son lo suficientemente fuertes como para mantener unido el grupo, este se denomina “cúmulo estelar”; en caso contrario recibe el nombre de “asociación” (Portegies Zwart et al. 2010). Esta distinción no responde a diferentes modos de formación estelar, ya que si así fuera se observaría una distribución bimodal o multimodal de densidades superficiales de YSOs. Las observaciones, en cambio, muestran que los YSOs se encuentran en un continuo de condiciones ambientales cuya distribución de densidad varía suavemente (Allen et al. 2007; Bressert et al. 2010).

La existencia de cúmulos y asociaciones es consecuencia directa de la naturaleza jerárquica de la formación estelar (Elmegreen et al. 2006), que a su vez tiene su origen en la estructura fractal del gas turbulento (Elmegreen y Efremov 1997; Krumholz y McKee 2005; Hopkins 2013). Esta jerarquía abarca desde estrellas individuales hasta estructuras con tamaños del orden de 500-1000 pc, que es la escala en que la rotación galáctica empieza a gobernar la dinámica del gas (Sánchez et al. 2010). Tal como se muestra en la Fig. 1.2 es posible observar claramente este rango completo de escalas en galaxias cercanas que han sufrido un gran estallido de formación estelar, como las Galaxias Antena (NGC 4038/4039) y M 51 (Whitmore et al. 1999; Zhang et al. 2001; Bastian et al. 2005a).

Los cúmulos y asociaciones desempeñan un papel fundamental poblando los discos de galaxias espirales con estrellas de todos los tipos, debido a que la mayor parte de las estrellas que nacen en grupos son liberadas al campo en algún momento de su evolución. La liberación es inmediata en el caso trivial de las asociaciones, pues las estrellas ya nacen sin estar gravitatoriamente sujetas entre sí. Por otro lado, una gran parte de los cúmulos recién nacidos sufren de mortalidad infantil, que es un proceso violento de relajación dinámica debido a la expulsión del gas intracumular (Hills 1980; Goodwin y Bastian 2006; Weidner et al. 2007), y que puede llevar a su disolución completa. Esta dispersión de gas tiene lugar en escalas temporales de 1 - 3 Myr, tal como se ha determinado observacionalmente (Allen et al. 2007; Hollyhead et al. 2015) y mediante simulaciones (Walch et al. 2012). Al contrario que otros modos de disolución o pérdida de masa (Gieles et al. 2005; Bastian et al. 2005b, 2012), este proceso parece ser independiente de la masa del cúmulo (al menos para aquellos que tienen masa suficiente como para albergar estrellas OB; más adelante se discutirá este punto).

Los cúmulos que sobreviven a la fase de mortalidad infantil continúan eyectando estrellas de modo continuo o discreto. El caso continuo se refiere a la relajación dinámica del cúmulo,

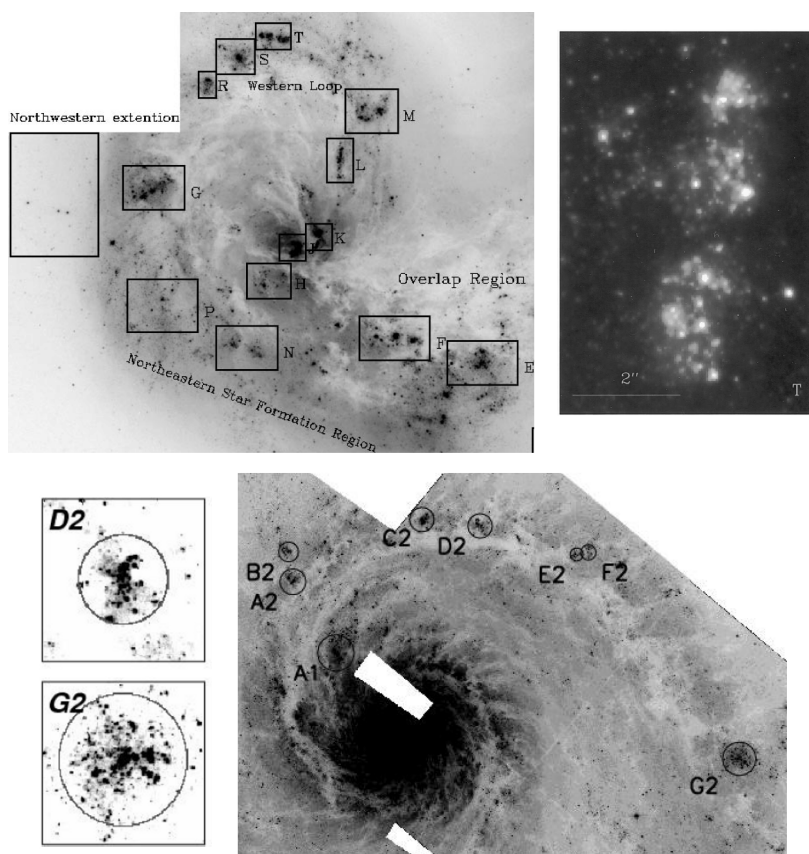


Figura 1.2: Imágenes de HST de las galaxias Antena (arriba) y M 51 (abajo), tomadas respectivamente de Whitmore et al. (1999) y de Bastian et al. (2005a), donde se aprecian claramente varios niveles de la jerarquía de la formación estelar. En los planos generales de ambos objetos aparecen marcados enormes complejos de formación estelar con tamaños de hasta ~ 1 kpc. En las imágenes detalladas de algunos de estos complejos se observan diferentes subestructuras en las que se distribuyen cúmulos y asociaciones.

que hace que las estrellas en órbitas más energéticas vayan alcanzando la velocidad de escape (Spitzer y Hart 1971; Baumgardt et al. 2002). El modo discreto comprende, a su vez, dos tipos de eventos: los sufridos globalmente por el cúmulo, y los que producen de forma local que una estrella salga despedida a gran velocidad (las llamadas “estrellas fugitivas”). Los del primer tipo se producen siempre por factores externos al cúmulo, como choques gravitatorios (Ostriker et al. 1972), pasos a través de brazos espirales (Gieles et al. 2004), y colisiones o encuentros cercanos con nubes interestelares (Gieles et al. 2006c; Kruijssen et al. 2012). Por su parte, las estrellas fugitivas pueden generarse a través de dos mecanismos diferentes: eyección dinámica mediante encuentros estelares triples (Poveda et al. 1967; Gvaramadze y Gualandris 2011), y explosión como supernova de la estrella compañera en un sistema binario (Blaauw

1961; Portegies Zwart 2000).

La evolución de los niveles superiores de la jerarquía de formación estelar está peor determinada, debido a la escasez de estudios globales de complejos de cúmulos. Todo lo que sabemos es que los cúmulos más viejos que 20 Myr ya no se suelen encontrar en grupos (Zhang et al. 2001; Bastian et al. 2005a), por lo que podemos suponer que esta es la escala temporal de disgregación de los complejos de cúmulos (que no de los cúmulos).

La formación y evolución temprana de agrupaciones estelares es de importancia capital para el estudio de las estrellas masivas, sobre todo porque la mayoría de estos objetos ($\gtrsim 70\%$; Gies 1987; Mason et al. 1998) forman parte de cúmulos y asociaciones. No obstante, la fracción de estrellas masivas que nacen en cúmulos es mayor, pues deben añadirse aquellas estrellas masivas de campo cuya naturaleza fugitiva puede demostrarse trazando su trayectoria retrospectivamente hacia el cúmulo de origen. Estudios recientes (de Wit et al. 2005; Gvaramadze et al. 2012) concluyen de esta forma que más del 95 % de las estrellas de tipo O han nacido en cúmulos. Hay que tener en cuenta que este porcentaje es un límite inferior, así que en principio podríamos pensar que todas las estrellas masivas se forman en cúmulos. De hecho, aquellas estrellas cuya trayectoria retrospectiva no apunta hacia ningún cúmulo podrían ser en realidad estrellas fugitivas que hayan sufrido sucesivamente los dos mecanismos de eyección, tal como describen Pflamm-Altenburg y Kroupa (2010): una binaria masiva saldría despedida del cúmulo debido a la interacción dinámica con otra binaria, y un tiempo después una de las dos componentes explotaría lanzando a su compañera en una dirección espacial independiente a la trayectoria original de escape. Aún así, sí se han encontrado algunas estrellas masivas que parecen haberse formado de manera aislada en entornos de formación estelar intensa, como en la región del Centro Galáctico (Oskinova et al. 2013; Najarro et al. 2015) o en las Nubes de Magallanes (Chu y Gruendl 2008; Bressert et al. 2012).

No solo parece estar prácticamente inhibida la formación de estrellas masivas de forma aislada, sino que estas también parecen mostrarse reacias a nacer en cúmulos poco masivos. En principio, podría pensarse que las masas estelares de cualquier cúmulo deberían generarse muestreando aleatoriamente la IMF (Elmegreen 2000); esto implicaría, por ejemplo, que un cúmulo de diez mil estrellas debería presentar en promedio la misma población estelar que la suma de cien cúmulos de cien estrellas. Teniendo en cuenta que los cúmulos, a su vez, se generan siguiendo la distribución de la Función de Masa de Cúmulos Embebidos (ECMF), cuya pendiente ($\propto M^{-2}$) es algo menor que la de la IMF (Lada y Lada 2003; Hunter et al. 2003; Kroupa 2005; Piskunov et al. 2008), se deduciría que la abrumadora mayoría de cúmulos de poca masa debería contribuir significativamente a la población de estrellas más masivas. Sin embargo, las observaciones muestran una realidad muy diferente. Recopilaciones

bibliográficas (Weidner y Kroupa 2006; Weidner et al. 2010, 2013) demuestran que los datos de masa de la estrella más masiva (m_{max}) de cada cúmulo muestran una dispersión mucho más pequeña que la que cabría esperar de un muestreo aleatorio de la IMF. Es más, los estudios citados revelan una dependencia funcional creciente entre m_{max} y la masa inicial del cúmulo (M_{ecl}), aunque con cierto aplanamiento hacia $m_{max} \approx 25M_{\odot}$ para cúmulos $M_{ecl} \sim 10^3 M_{\odot}$.

Así pues, se puede afirmar que las estrellas masivas se forman casi exclusivamente en cúmulos masivos, y que cuanto más masivo sea un cúmulo naciente, mayor será la masa estelar máxima que sea capaz de producir. Los parámetros m_{max} y M_{ecl} determinarán cuántas estrellas masivas habrá y cómo de masivas serán, y de ahí se podrá calcular el número de fotones ionizantes y la intensidad los vientos emitidos por el cúmulo, así como la escala temporal de la explosión de supernovas.

Todo ello causa un profundo impacto en el ISM circundante. Tanto la fotoionización como los vientos estelares, y más tarde las supernovas, son responsables de moldear el ISM: excavan cavidades, inflan burbujas, y esculpen estructuras distintivas como cortezas, pilares y frentes de ionización (Dale et al. 2012; Dale y Bonnell 2012; Rogers y Pittard 2013). Por otra parte, la energía mecánica inyectada por estos fenómenos en el ISM neutro puede causar dos efectos opuestos en la tasa de formación estelar (SFR). Primero, podría incrementar la turbulencia, disparando la formación de una nueva generación de estrellas en los alrededores (Elmegreen y Lada 1977; Elmegreen 1998). Segundo, podría ionizar y/o dispersar las nubes moleculares vecinas, inhibiendo así la formación estelar (Williams y McKee 1997; Walch et al. 2012). No está claro cuál es el resultado neto en la SFR (Dale et al. 2015), pero según argumentan Walch et al. (2012), es plausible un escenario donde primero se induzca la formación estelar circundante mediante fotoionización y vientos, y después se inhiba por el violento fenómeno de estallido de supernovas; el momento en que empiece a ocurrir lo último vendrá dado por la evolución de la estrella más masiva.

Todas estas consideraciones nos permiten clasificar los cúmulos jóvenes en tramos de masa atendiendo a su contenido masivo, que a su vez tiene un gran impacto en la evolución del cúmulo y de su entorno según todo lo discutido hasta este punto. Estos tramos, de menos masivo⁴ a más masivo, serían:

- Cúmulos de poca masa ($\sim 10^2 M_{\odot}$). No contienen estrellas masivas, y por tanto no cuentan con un mecanismo eficiente de dispersión de la nube natal. Al igual que sus es-

⁴Podría alegarse que el extremo menos masivo de la distribución de masas de cúmulos lo conforman las estrellas binarias o múltiples, o incluso pensar en las estrellas individuales como cúmulos de una sola estrella. Sin embargo, la ECMF desciende repentinamente para menos de $50M_{\odot}$ (Lada y Lada 2003), siendo casi inexistentes los cúmulos de masas bastante inferiores (Kroupa 2005). Esta discontinuidad implica que la formación de estrellas múltiples pertenece a otro peldaño de la jerarquía de formación estelar anterior al de los cúmulos.

trellas, el cúmulo evoluciona lentamente, pudiendo estar embebido (y sus protoestrellas acrecentando masa) durante decenas de millones de años.

- Cúmulos de masa intermedia ($\sim 10^3 M_\odot$). Contienen muy pocas estrellas masivas, siendo las de mayor masa de tipos O tardíos. Todas ellas acabarán pasando por la fase de RSG, y ninguna de ellas por la de WC. Las estrellas OB podrían inducir formación estelar en el entorno durante escalas de 10^7 años antes de la explosión de la primera supernova.
- Cúmulos masivos ($\sim 10^4 M_\odot$). Contienen decenas de estrellas masivas que muestrean casi toda la IMF. Los procesos de retroalimentación estelar son rápidos, pues las primeras supernovas estallan a los 3 - 5 Myr, es decir, poco después de la expulsión del gas intracumular. A esas edades, los cúmulos masivos son muy útiles para ver secuencias evolutivas completas a lo largo del espectro de masas de las estrellas OB (incluyendo supergigantes y no supergigantes) y WR; lo mismo se aplicaría para YSGs y RSGs cuando se alcanzan edades algo superiores ($\sim 10^7$ Myr).
- Cúmulos supermasivos o supercúmulos ($\sim 10^5 M_\odot$), también llamados “cúmulos de estallido estelar” cuando son jóvenes. Sus estrellas más masivas alcanzan el límite superior de la IMF (o lo superan si hay fusiones entre ellas; Schneider et al. 2014), y explotan como supernovas a los 3 Myr o ligeramente antes. Por ello, los supercúmulos son ideales para estudiar el citado límite superior y las posibilidades de sobrepasarlo, así como las atmósferas y la evolución de las estrellas extremadamente masivas. También pueden emplearse para estudiar los mismos temas que para los cúmulos de $\sim 10^4 M_\odot$, pero a diferencia de estos, los supercúmulos son extremadamente difíciles de encontrar⁵ en la Vía Láctea.
- Cúmulos ultramasivos ($\gtrsim 10^6 M_\odot$). Son aquellos que superarían claramente el límite superior de la ECMF, que es de unas pocas veces $10^5 M_\odot$, al menos en galaxias espirales normales (Gieles et al. 2006a,b; Larsen 2009; Bastian et al. 2012). Su existencia indica que o bien el truncamiento de la ECMF presenta grandes desviaciones entre distintas galaxias, o bien que se generan de un modo totalmente diferente (véase por ejemplo Fellhauer y Kroupa 2005).

⁵Aquí ignoramos deliberadamente a los cúmulos globulares porque hay serias dudas de que sean un estado evolucionado de los supercúmulos jóvenes observados, al menos tal como se forman en la actualidad. Podríamos hacer correr ríos de tinta sobre este controvertido asunto, pero las discusiones sobre la formación estelar en el Universo temprano y su evolución a largo plazo no tienen cabida en una tesis sobre cúmulos jóvenes en el contexto Galáctico contemporáneo.

El estudio que se presenta en esta tesis se centra en los cúmulos denominados masivos según la clasificación anterior, y específicamente aquellos que ya han superado la etapa de expulsión del gas, pero que aún son lo suficientemente jóvenes como para conservar una población de estrellas masivas. De aquí en adelante nos referiremos a estos objetos como Cúmulos Jóvenes Masivos (YMCs).

1.2.2. Cúmulos jóvenes masivos en la Vía Láctea

Problemas observacionales de los estudios Galácticos

No es casualidad que la mayor parte de los estudios observacionales citados en la sección anterior sean extragalácticos. Simplemente a través de imágenes con suficiente resolución espacial de una galaxia espiral vista de frente, como las de la Fig. 1.2, se pueden censar sus YMCs y estudiar estadísticamente sus propiedades (véase por ejemplo, Scheepmaker et al. 2007; Chandar et al. 2010). El hecho de que todos los YMCs de una misma galaxia se encuentran a la misma distancia del observador facilita enormemente las comparaciones de las propiedades observacionales de los diferentes cúmulos. Además, conocer con exactitud en qué punto del disco de la galaxia se halla cada YMC, y en su caso, a qué complejo de formación estelar, son cuestiones absolutamente triviales.

Comparativamente, estudiar la población de YMCs en la Vía Láctea es un trabajo extremadamente laborioso, pues están situados a distancias muy dispares y hay que observarlos a lo largo de diferentes líneas de visión. Por si eso fuera poco, las caracterizaciones y análisis de los YMCs se complican notablemente debido a la localización desfavorable del observador dentro del disco Galáctico, en el mismo plano donde se sitúan los YMCs. Las múltiples poblaciones estelares que se superponen a lo largo de la línea de visión interfieren no solo en la detección de los cúmulos, sino también en su caracterización, muy especialmente si se trata de caracterizar el cúmulo solo en base a imágenes. Por ejemplo, un cúmulo cercano de estrellas frías y poco luminosas podría confundirse con una asociación OB distante y enrojecida, pues en ambos casos podrían presentar la misma fisonomía y colores y magnitudes similares en el infrarrojo. Además, la extinción Galáctica puede hacer que un YMC pase relativamente desapercibido.

Dos ejemplos típicos de este tipo de dificultades son el YMCs Cygnus OB2, inicialmente descubierto por Münch y Morgan (1953), y Westerlund 1, por Westerlund (1961). En ambos casos hubo que esperar casi medio siglo a que estudios más exhaustivos (Knödlseeder 2000; Clark y Negueruela 2002, respectivamente) revelaran su naturaleza masiva. También ha habido casos (Baumgardt 1998; Perren et al. 2012) de sobredensidades estelares inicialmente clasificadas como cúmulos que acabaron resultando ser superposiciones fortuitas de estrellas a diferentes

distancias. Por tanto, está claro que es necesario llevar a cabo una caracterización cuidadosa que debe incluir espectroscopía de sus estrellas. Y aún siendo cuidadoso, las distancias estimadas resultantes están sujetas a importantes incertidumbres (véase Hur et al. 2012, 2015). Por ello, no deben tomarse a la ligera tareas como averiguar la posición exacta de un YMC respecto de la estructura Galáctica, o confirmar su pertenencia a un determinado complejo de formación estelar, y en ningún caso deben confiarse exclusivamente a la fotometría.

Todos los problemas mencionados anteriormente, entre los que destaca la extinción causada por el gas y el polvo interpuesto a lo largo del plano Galáctico, hacen que la mayor parte de los YMCs de la Vía Láctea aún no hayan sido descubiertos o al menos confirmados como masivos. Según las estimaciones de Hanson y Popescu (2008) y Ivanov et al. (2010), se espera que existan cerca de 100 YMCs con masas superiores a $10^5 M_{\odot}$ en nuestra Galaxia.

Por todo lo arriba explicado, podría parecer que el estudio de las propiedades globales de YMCs y su evolución puede basarse exclusivamente en observaciones en otras galaxias espirales. Sin embargo, hay que recordar que estos estudios son incapaces (al menos por ahora) de resolver las regiones densas de los YMCs en estrellas individuales, lo cual obliga a usar métodos indirectos para caracterizarlos. Por ejemplo, los cálculos de masa total son muy inciertas, ya que están basadas en relaciones masa-luminosidad que son fuertemente dependientes de sus edades (Larsen 2008). A su vez, las estimaciones de edades de YMCs extragalácticos no son muy fiables a menos que se conozcan tipos espectrales de las estrellas que albergan, como demostraron Hollyhead et al. (2015). Por si eso fuera poco, la dificultad que entraña medir tamaños de los cúmulos y estudiar su dinámica interna hace que sea casi imposible diferenciar los YMCs gravitatoriamente sujetos de las asociaciones OB superviriales e incluso de estrellas aisladas extremadamente luminosas (Silva-Villa y Larsen 2011; Bastian et al. 2012). Todos estos obstáculos se pueden salvar solamente mediante la comparación con las propiedades de YMCs resueltos, es decir, los situados en la Vía Láctea y en las Nubes de Magallanes. Y estas últimas son problemáticas para estudios comparativos por su baja metalicidad, que varía las propiedades de las estrellas y por tanto de los cúmulos. Queda así clara la necesidad de llevar a cabo estudios de YMCs resueltos de diferentes edades, radios, etc., en la Vía Láctea.

Historia de los descubrimientos en el infrarrojo

Hasta mediados de los años 80, los detectores infrarrojos eran aún bastante primitivos, con una sensibilidad muy reducida en comparación con los ópticos. Por ello, era muy complicado mapear regiones extensas si no era a resoluciones espaciales del orden del minuto de arco Little y Price (por ejemplo 1985), y la espectroscopía infrarroja estaba limitada a los objetos más brillantes (véase por ejemplo Allen et al. 1977). Esto hacía imposible identificar, resolver y

estudiar cúmulos más allá de unos pocos kilopársecs, donde la luz visible ya no alcanza a atravesar el plano Galáctico. En particular, el contenido estelar de la región del Centro Galáctico era un completo enigma, al estar en la dirección más afectada por la extinción.

La situación cambió de forma espectacular en los siguientes años gracias al rápido desarrollo de los detectores infrarrojos modernos, que llegaron a alcanzar a mediados de los 90 una eficiencia cuántica cercana a la de los detectores ópticos. Tras las primeras observaciones en alta resolución espacial de la región del Centro Galáctico (Gatley et al. 1989), los astrónomos se fijaron en lo que había sido detectado por Kobayashi et al. (1983) como una fuente doble en el infrarrojo medio (objetos GCS 3 y GCS 4), a $17'$ del Centro Galáctico. Las nuevas observaciones (Okuda et al. 1990; Nagata et al. 1990; Glass et al. 1990) lograron resolver el objeto doble en cinco objetos muy brillantes e intrínsecamente muy rojos y varias estrellas más, empezando a denominarse este conjunto como Cúmulo del Quintuplete. Por otra parte, también se observó el propio Centro Galáctico, aunque resolver objetos individuales era más complicado por la desmedida densidad de fuentes en el minuto de arco central. Aún así, se pudieron distinguir en esta pequeña región varios objetos con emisión intensa en la línea de He I de $2.06 \mu\text{m}$ gracias a los mapas presentados por Krabbe et al. (1991), lo cual permitía sospechar la existencia de un cúmulo joven justo en el Centro Galáctico. Por último, Cotera et al. (1992) descubrieron un tercer cúmulo en la región, varios de cuyos miembros resultaron emitir fuertemente en las líneas de hidrógeno Brackett- α y Brackett- γ (Nagata et al. 1995). Por su cercanía a unos filamentos con forma de arco previamente detectados en el radio (Morris y Yusef-Zadeh 1989), este objeto recibió la denominación de Cúmulo de los Arcos.

A mediados de los 90 ya era posible obtener espectros en el Infrarrojo Cercano (NIR) con resolución media y buena relación Señal-Ruido (S/N), lo que permitió confirmar espectroscópicamente varias estrellas calientes muy masivas en los tres cúmulos arriba mencionados. Las primeras confirmaciones fueron llevadas a cabo por Najarro et al. (1994, 1997b) y Krabbe et al. (1995) en el Cúmulo del Centro Galáctico, por Cotera et al. (1996) en el de los Arcos, y por Figer et al. (1997) en el del Quintuplete. En esa época también se llevó al espacio por primera vez un instrumento infrarrojo avanzado: el *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer* (NICMOS), a bordo del Telescopio Espacial *Hubble* (HST). Gracias a la excelente resolución espacial de este instrumento, Figer et al. (1999a) pudieron caracterizar de forma precisa los cúmulos del Quintuplete y de los Arcos, obteniendo masas y edades y confirmando así su naturaleza de YMCs.

Los primeros descubrimientos infrarrojos de YMCs se localizaron en la región del Centro Galáctico simplemente porque el enorme interés astrofísico que despertaba esa parte antes desconocida de la galaxia hizo que el esfuerzo se concentrara en dicha región. Explorar el

plano Galáctico en busca de otros YMCs era muchísimo más laborioso solo por la enorme extensión de cielo que había que abarcar. Una posible estrategia para seleccionar áreas de cielo que probablemente contengan YMCs consiste en apuntar a regiones H II gigantes oscuras que hubieran sido catalogadas anteriormente. De esta forma se descubrieron algunos cúmulos jóvenes, en algunos casos relativamente masivos (por ejemplo Blum et al. 1999, 2000). El gran inconveniente de este método es que solo permite localizar fácilmente aquellos cúmulos masivos que son tan jóvenes que están pasando o acaban de pasar por la etapa de expulsión del gas, siendo prácticamente inservible para edades de más de 5 Myr (ver Sec. 1.2.1).

La ardua tarea de explorar amplias áreas de cielo se vio enormemente facilitada con la llegada de los primeros datos de los grandes sondeos⁶ públicos de fotometría infrarroja, coincidiendo con el cambio de siglo. El ambicioso proyecto *Two Microns All-Sky Survey* (2MASS; Skrutskie et al. 1997, 2006) tomó imágenes de todo el cielo en las bandas J , H y K_s del NIR. Años después, llegaron otros sondeos en bandas fotométricas similares que mejorarían los datos de 2MASS en resolución y/o sensibilidad. Aquí solo citamos los que cubren las partes norte y sur del plano Galáctico: *UKIRT Infrared Deep Sky Survey* (UKIDSS; Lawrence et al. 2007), y *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV; Minniti et al. 2010), respectivamente. Entre medias, el telescopio espacial *Spitzer* llevó a cabo en todo el plano Galáctico el sondeo en el infrarrojo medio *Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire* (GLIMPSE; Benjamin et al. 2003; Churchwell et al. 2009). Al ser la extinción que afectaba a estas observaciones bastante inferior a la de los sondeos en el NIR (Indebetouw et al. 2005), GLIMPSE revolucionó el conocimiento de la estructura de la Vía Láctea (Churchwell et al. 2005; Benjamin et al. 2005) así como de sus regiones de formación estelar (Churchwell et al. 2006).

Los grandes sondeos públicos arriba mencionados permitieron llevar a cabo, a través de los catálogos fotométricos asociados, extensos rastreos sistemáticos de sobredensidades estelares. Las sobredensidades así detectadas constituyen nuevos candidatos a cúmulos oscuras, siempre que estén relativamente concentrados espacialmente. Los primeros rastreos se llevaron a cabo mediante simple inspección ocular, y después se elaboraron algoritmos capaces de detectar de forma automática las sobredensidades. En la Tabla 1.1 se presenta una lista de los principales rastreos que de esta forma lograron detectar decenas o cientos de nuevos candidatos a cúmulos.

Seguidamente, diferentes grupos de investigación realizaron seguimientos espectroscópi-

⁶En esta tesis se utiliza el término “sondeo” para las observaciones de grandes áreas de cielo que registran todos los objetos sean del tipo que sean (estrellas, galaxias, nebulosas, etc.). Se emplea, en cambio, la palabra “rastreo” cuando se trata de búsquedas enfocadas en localizar objetos de un tipo determinado (se les sigue el rastro). En la literatura en inglés se emplea en ambos casos el término *survey*, con múltiples traducciones posibles al castellano (prospección, reconocimiento, mapeo, encuesta, etc.), así que la elección de “rastreo” y “sondeo” solo refleja la preferencia del autor de esta tesis.

Tabla 1.1: Principales rastreos infrarrojos de cúmulos y número de candidatos descubiertos

Búsqueda	Catálogo	Cobertura	Método ^a	N_{cand}
Dutra y Bica (2000)	2MASS	$ \ell \lesssim 4^\circ; b \lesssim 4^\circ$	IO	58
Dutra y Bica (2001)	2MASS	Todo el disco	IO en RFEs	42
Ivanov et al. (2002)	2MASS	47 % del cielo	DAS + IO	10
Dutra et al. (2003)	2MASS	$230^\circ < \ell < 350^\circ;$ $ b < 10^\circ$	IO en RFEs	179
Bica et al. (2003)	2MASS	$-10^\circ < \ell < 230^\circ$	IO en RFEs	167
Mercer et al. (2005)	GLIMPSE	$10^\circ < \ell < 65^\circ;$ $ b < 1^\circ$	DAS + IO	92
Kronberger et al. (2006)	2MASS ^b	Todo el disco	IO en RFEs	66 ^b
Kumar et al. (2006)	2MASS	217 zonas de $400'' \times 400''$	DAS en EPMs	34
Froebrich et al. (2007)	2MASS	$ b < 20^\circ$	DAS	102
Glushkova et al. (2010)	2MASS	$ b < 24^\circ$	DAS	55
Lucas y Samuel (2010)	UKIDSS	Disco norte; $ b < 5^\circ$	DAS + IO	127
Borissova et al. (2011)	VVV	$295^\circ < \ell < 350^\circ;$ $ b \lesssim 2^\circ$	IO	96
Solin et al. (2012)	UKIDSS	Disco norte; $ b < 5^\circ$	DAS	137
Morales et al. (2013)	GLIMPSE	$ \ell \lesssim 65^\circ; b \lesssim 1^\circ$ ^c	DAS + IO	75
Solin et al. (2014)	VVV	$-65 \lesssim \ell \lesssim 10^\circ;$ $ b \lesssim 2^\circ$ ^c	DAS	88
Borissova et al. (2014)	VVV	$ \ell \lesssim 10^\circ;$ $-10^\circ \lesssim b \lesssim 5^\circ$	IO	58
Barbá et al. (2015)	VVV	$295^\circ < \ell < 350^\circ;$ $ b \lesssim 2^\circ$	DAS + IO	493

(^a) Se utilizan las siguientes abreviaturas: DAS, Detección Automática de Sobredensidades; EPMs, Entornos de Protoestrellas Masivas; IO, Inspección Ocular; RFEs, Regiones de Formación Estelar.

(^b) Estos autores utilizaron primero el sondeo público DSS, mayormente óptico, para buscar regiones de formación estelar, por lo que los nuevos candidatos presentan cierto sesgo hacia regiones cercanas y cúmulos relativamente poco masivos.

(^c) El rango de latitudes galácticas se ensancha al aproximarse al centro Galáctico.

cos de candidatos escogidos entre los catálogos de la Tabla 1.1. Gracias a ello, algunos pudieron confirmarse como YMCs (por ejemplo, Figer et al. 2006; Kurtev et al. 2007; Borissova et al. 2008; Messineo et al. 2009, 2010; Hanson et al. 2010) a través de su contenido estelar masivo. Entre ellos, merece una mención especial el caso del cúmulo muy masivo de supergigantes rojas RSGC1, confirmado por Figer et al. (2006), y que resultó estar situado en el extremo cercano de la barra Galáctica (donde nace el brazo espiral de Escudo-Centauro; ver Fig. 1.3). El descubrimiento de este YMC impulsó la exploración en regiones aledañas en busca de otras RSGs y de otros candidatos a cúmulos, dando como resultado una cadena de descubrimientos adicionales de cúmulos de RSGs (Davies et al. 2007; Clark et al. 2009; Alexander et al. 2009; Negueruela et al. 2010, 2011; González-Fernández y Negueruela 2012). Estos descubrimientos demostraron que el extremo cercano de la barra experimentó un gran brote de formación estelar hace ~ 20 Myr.

1.3. Motivaciones y objetivos de esta tesis

Los YMCs resueltos presentan ciertas características que los convierten en laboratorios astrofísicos privilegiados:

1. Al contener estrellas muy luminosas, es posible detectarlos y estudiarlos espectroscópicamente aunque estén situados en regiones muy distantes y oscurecidas del disco Galáctico.
2. Todas las estrellas del YMC han nacido a partir de la misma nube de gas, y por tanto son codistantes, coetáneas (al menos de forma aproximada), y tienen la misma composición química inicial.
3. Son los únicos objetos sistemas estelares que muestrean toda o casi toda la IMF, de forma que sus estrellas masivas muestran una secuencia evolutiva desde la MS hasta la supernova.
4. Su juventud garantiza que no les ha dado tiempo a desplazarse significativamente del lugar donde nacieron, por lo que pueden utilizarse para trazar las propiedades físicas y químicas de la parte de la Galaxia donde se encuentran.

Gracias a este conjunto único de propiedades, el interés del estudio de los YMCs va mucho más allá del propio conocimiento de los cúmulos (dinámica, evolución, etc.), teniendo múltiples aplicaciones a otras áreas de la astrofísica. La aplicación más evidente se desprende del punto 3 de los arriba relacionados, pues enlaza el estudio de YMCs directamente con el campo

de conocimiento de la evolución estelar (una excelente discusión sobre esta aplicación puede consultarse en Davies 2010). Otras aplicaciones conllevan el uso de YMCs como sondas de medición de la física y la química del disco Galáctico, pero esto debe ser explicado con mayor detenimiento.

En primer lugar, es importante entender lo que implica el punto 2 desde una perspectiva metodológica. El hecho de que todas las estrellas compartan su distancia, su edad y su composición, hace que podamos estimar de forma absoluta y con bastante precisión estas tres propiedades a través de la caracterización del cúmulo. Veámoslo con un ejemplo simple. Imaginemos que deseamos averiguar la edad de una estrella masiva aislada. A partir de su tipo espectral, la teoría de evolución estelar (véase Fig. 1.1) nos proporcionará una idea aproximada del estado evolutivo en que se halla. Pero el estado evolutivo solo es un indicador relativo de la edad, ya que unas estrellas evolucionan mucho más rápido que otras, dependiendo sobre todo de M_{ini} (aunque también de la rotación y la composición inicial). Y al tratarse de una estrella aislada, no disponemos de información sobre su masa. En cambio, al caracterizar un YMC estudiamos la secuencia evolutiva formada por miembros de diferentes M_{ini} , permitiendo una determinación absoluta de su edad mediante el ajuste de isocronas. Además, se podrá disponer de un número de estrellas lo suficientemente elevado como para minimizar significativamente las incertidumbres, permitiéndonos además detectar y descartar objetos problemáticos, así como verificar la coetaneidad del YMC (dentro de ciertos límites).

En segundo lugar, cuando hablamos de sondas de medición nos estamos refiriendo a objetos sobre los que medir una determinada propiedad física o química en un punto del espacio conocido. Así que si queremos utilizar los YMCs como sondas, deberemos determinar con precisión su localización. En este contexto, la palabra “localización” se puede interpretar de dos formas: la posición en coordenadas espaciales, representada por las coordenadas ecuatoriales y la distancia; o la posición respecto a las diferentes componentes estructurales del plano Galáctico (brazos espirales, barra). Habría una equivalencia exacta entre ambas si se conociera con precisión la distancia al Centro Galáctico y las trayectorias de los brazos espirales y la barra, pero actualmente ni siquiera se sabe cuántos brazos tiene la Vía Láctea. En la Fig. 1.3 se muestran dos representaciones de modelos recientes de estructura Galáctica. Sus importantes discrepancias, especialmente en la zona de la Galaxia (pero muy significativamente, también en el llamado Brazo Local o de Orión) son un claro reflejo de lo incierto que es aún su conocimiento.

Afortunadamente, los métodos de caracterización, tal como se describirán en esta tesis, permiten estimar la localización de los YMCs en sus dos interpretaciones: la espacial, mediante distancias espectrofotométricas; y la relativa a la Vía Láctea, a través de la cinemática Galác-

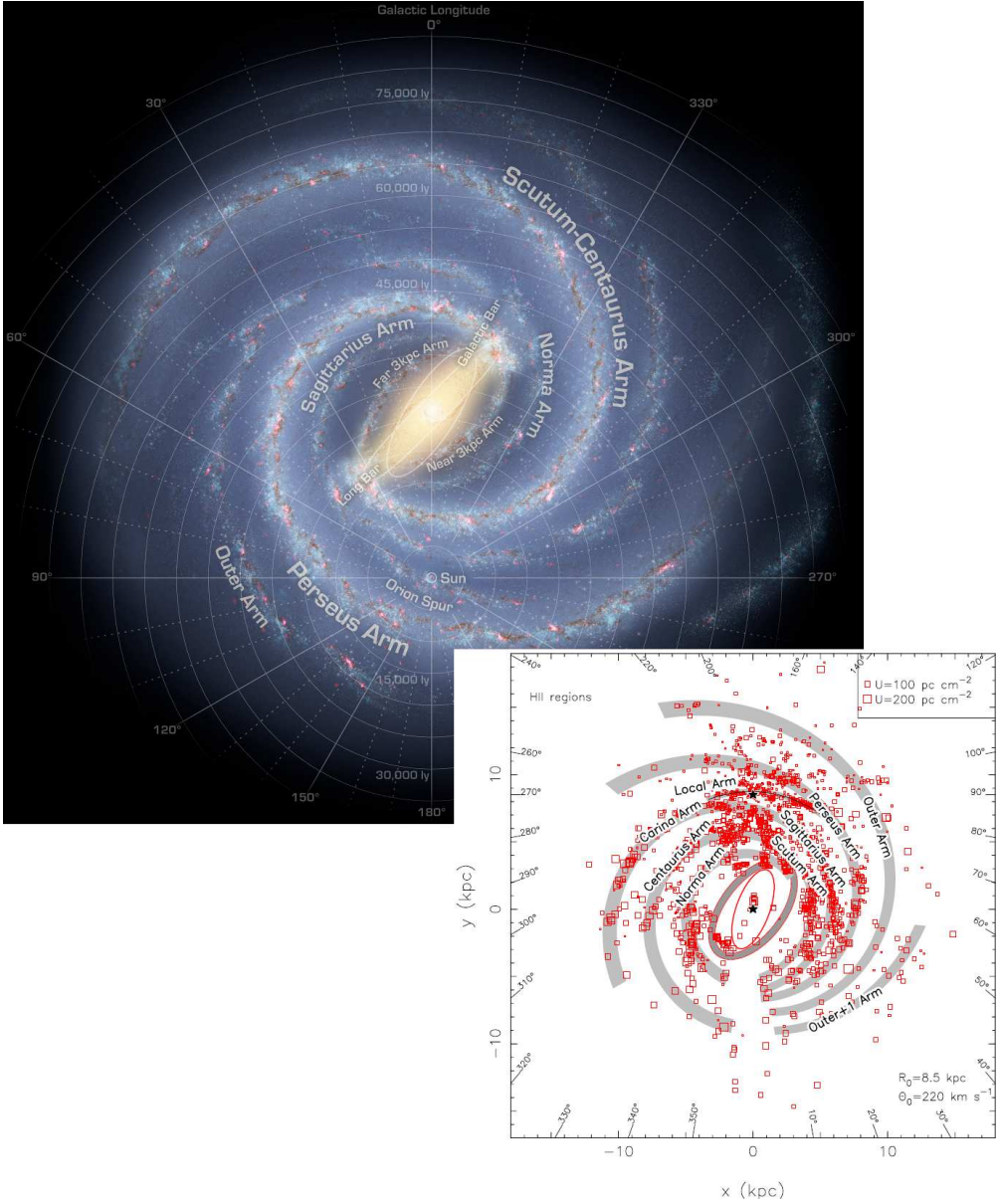


Figura 1.3: Imagen amplia: impresión artística (Crédito: NASA / JPL-Caltech / R. Hurt (SSC-Caltech)) de la estructura espiral de la Vía Láctea, con anotaciones de sus principales componentes, y basada en los datos de Churchwell et al. (2009) y sus referencias. Diagrama de la parte inferior derecha (tomado de Hou y Han 2014): modelo polinómico-logarítmico de estructura espiral ajustado a regiones H II Galácticas de distancia conocida, con anotaciones para los brazos espirales, orientadas de forma que se resalten las direcciones tangenciales a lo largo de la línea de visión (en los casos en que tales direcciones tangenciales existen). Nótese que el diagrama de Hou y Han (2014), con el Sol situado hacia arriba, está girado 180° respecto a la impresión artística.

tica. Para un análisis comparativo de los dos métodos, véase Navarete et al. (2011). Por otra parte, los YMCs se sitúan preferentemente en los brazos espirales, donde la SFR es varias veces mayor que los espacios comprendidos entre brazos (Grosbøl y Dottori 2012). Este hecho puede servir para evaluar la consistencia entre los dos tipos de medida de distancia, a través de modelos de estructura espiral como los que se presentan en la Fig. 1.3.

Una vez determinada la localización de un YMC, se puede emplear como sonda para estudiar cualquier propiedad de la región en que se encuentra (recuérdese el punto 4 de los listados más arriba), siempre que dicha propiedad sea medible sobre el cúmulo y/o sus estrellas. Esa propiedad puede ser incluso la propia distancia, ya que con ella estamos sondeando la distribución espacial de las regiones de formación estelar. Esto tiene utilidades tan dispares como trazar los brazos espirales o calibrar las propiedades de otros componentes que formen parte de las mismas regiones. Otras propiedades interesantes para sondear el disco Galáctico mediante YMCs son las relacionadas con la estructura y evolución de las regiones de formación estelar, como por ejemplo su dinámica (a través de las velocidades radiales de los cúmulos o sus densidades estelares) o la interacción entre estrellas e ISM (en términos de ionización, vientos, etc.).

Pero por sus implicaciones al conocimiento no solo de la Vía Láctea y sus constituyentes, sino del cosmos en general, la más relevante de las utilidades de los YMCs como sondas Galácticas concierne a la medición de abundancias actuales de elementos químicos, como ya sugirió Najarro (2008). Mediante modelos, se pueden medir en las atmósferas de las estrellas masivas dos tipos de abundancias metálicas. Por una parte, las de elementos α , que se sintetizan predominantemente en supernovas de tipo II, a su vez causadas por estrellas masivas (ver Sec. 1.1.1). Por otra parte, los del grupo del hierro, que se generan mayoritariamente en supernovas de tipo Ia (véase por ejemplo Thielemann et al. 2004), provocadas por estrellas de menor masa. Además, por tener los dos tipos de estrella tiempos de vida muy diferentes, el enriquecimiento de elementos α se produce a escalas temporales muy inferiores (\sim Myr) a la de los del grupo del hierro (\sim Gyr). Por lo tanto, la relación entre elementos α frente al hierro proporciona pistas fundamentales sobre lo masivas o poco masivas que han sido las poblaciones estelares anteriores, así como sobre la historia de formación estelar (Matteucci 2008).

Lo expuesto en el anterior párrafo nos exhorta, como parte de esta tesis, a cartografiar el disco Galáctico instrumentalizando los YMCs como sondas químicas. De esta forma podremos mapear en dos dimensiones la historia de formación estelar y de enriquecimiento químico del ISM a partir del cual se han formado muy recientemente (respecto de las escalas cosmológicas) los YMCs. Hasta ahora, las medidas de abundancias metálicas en la Vía Láctea se han enfocado en medir gradientes radiales (por ejemplo, Daflon y Cunha 2004; Stanghellini et al. 2006;

Luck et al. 2006; Sestito et al. 2008; Lépine et al. 2011; Lemasle et al. 2013; Hayden et al. 2015). Y no siempre con los mismos resultados, con discrepancias probablemente debidas a que las abundancias se miden sobre objetos de muy diferentes edades (desde regiones H II hasta nebulosas planetarias, pasando por cúmulos y cefeidas). Aquí proponemos un cartografiado que cubra gran parte del disco Galáctico en dos dimensiones, para que de esta forma que también seamos capaces de medir el gradiente en su componente acimutal, de cuya existencia ya hay indicios razonables (Davies et al. 2009b). Tal gradiente podría ser inducido, por ejemplo, por la presencia de la barra Galáctica (Friedli et al. 1994). En todo caso, comprender cómo se enriquecen químicamente las diferentes partes del disco es crucial para entender, a través de modelos quimiodinámicos, la evolución de la Vía Láctea, y por extensión, de todas las galaxias espirales, quizá diferenciando las barradas de las que no tienen barra.

En resumidas cuentas, el trabajo que se presenta en esta tesis está destinado a investigar la versatilidad de los YMCs oscurecidos en la Vía Láctea como laboratorios astrofísicos, y en especial, como sondas de medición Galácticas. Primeramente, se estudian varios candidatos a YMCs situados en diferentes regiones del disco Galáctico mediante fotometría y espectroscopía en el NIR de sus estrellas masivas calientes. Estas observaciones y su correspondiente proceso de reducción se detallan en el Capítulo 2. La caracterización de los cúmulos, incluyendo una exhaustiva descripción de métodos y resultados, se presenta en el Capítulo 3. Las aplicaciones de dichos resultados a otras áreas de la astrofísica, con especial énfasis a su uso como sondas Galácticas, se elaboran y se discuten en el Capítulo 4. Finalmente, se exponen las conclusiones obtenidas en el Capítulo 5.

Capítulo 2

Observaciones y reducción de datos

2.1. Selección de candidatos masivos y fotometría

2.1.1. Observaciones desde el espacio: el método de Paschen- α

El programa #11545 del HST, planteado por nuestro colaborador Ben Davies como Investigador Principal (PI), puede considerarse el germen observacional de esta tesis (y de varios trabajos más encuadrados en el grupo internacional en que colaboramos, como se hará patente a lo largo de esta sección). El propósito de este programa era el descubrimiento de nuevos YMCs oscurecidos situados a lo largo del plano Galáctico, a través de su contenido en estrellas luminosas azules con vientos densos. Por la teoría de vientos impulsados por líneas (Sec. 1.1.2), se sabe que estas estrellas muestran líneas de emisión muy intensas, y se espera que la más intensa del NIR sea Paschen- α ($\lambda = 1.876 \mu\text{m}$). Así que la fotometría en banda estrecha en esa longitud de onda (que debe compararse con fotometría del mismo tipo en el continuo adyacente) es la herramienta ideal para descubrir qué candidatos a cúmulo contienen este tipo de objetos, teniendo por tanto una gran probabilidad de ser YMCs. Sin embargo, Paschen- α se sitúa en un rango de longitudes de onda donde la atmósfera terrestre es prácticamente opaca, por lo que había que observar esta línea desde el espacio. El instrumento NICMOS, a bordo del HST, contaba con los filtros estrechos F187N y F190N, cuyas longitudes de onda cubren Paschen- α y el continuo adyacente, respectivamente, por lo que era el instrumento apropiado para nuestros objetivos. En base a esta idea, el mencionado programa #11545 se realizó como

Tabla 2.1: Candidatos a YMC seleccionados mediante el método de Paschen- α , junto a sus coordenadas ecuatoriales (en J2000) y Galácticas.

Denominación	α	δ	l	b
Mercer 20	$19^h 12^m 24^s$	$+09^\circ 57' 24''$	44.170	-0.069
Mercer 23	$19^h 30^m 13^s$	$+18^\circ 32' 09''$	53.770	+0.164
Mercer 30	$12^h 14^m 32^s$	$-62^\circ 58' 49''$	298.755	-0.408
Danks 1	$13^h 12^m 27^s$	$-62^\circ 42' 06''$	305.338	+0.072
Danks 2	$13^h 12^m 55^s$	$-62^\circ 40' 54''$	305.393	+0.087
Mercer 70	$16^h 00^m 28^s$	$-52^\circ 10' 51''$	329.698	+0.583
Mercer 81	$16^h 40^m 30^s$	$-46^\circ 23' 29''$	338.395	+0.102

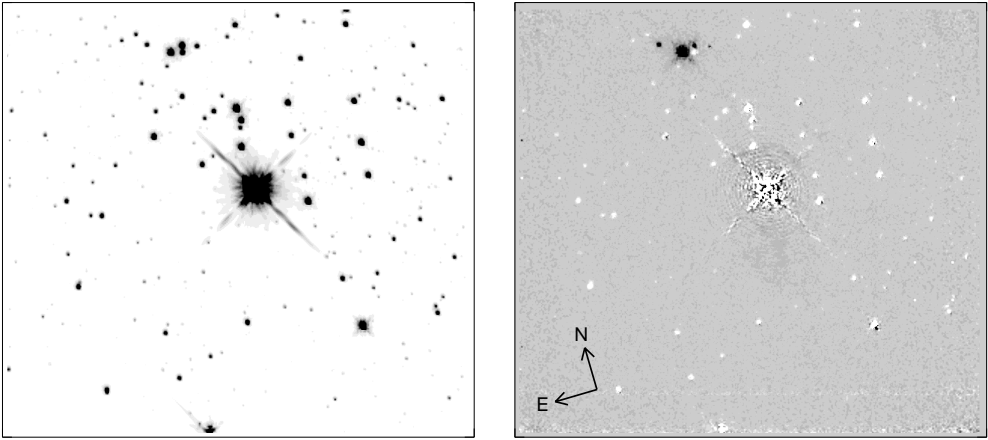


Figura 2.1: Imágenes de Mercer 20 tomadas con NICMOS/HST. El panel izquierdo contiene la imagen en la banda ancha F222M, y el derecho, la sustracción de imágenes en las bandas estrechas F187N y F190N. En el panel derecho se indica la orientación de ambas respecto del sistema de referencia ecuatorial en J2000.

se expone a continuación.

Se seleccionaron un total de 23 candidatos a cúmulo, de los que 21 se tomaron de los nuevos candidatos infrarrojos resultantes de los rastreos de la Tabla 1.1. Se utilizaron para su selección los siguientes criterios: que en las imágenes de 2MASS se vieran concentrados espacialmente con claridad, y que no se observara una nebulosa extensa superpuesta a la sobredensidad estelar. Los 23 candidatos así escogidos se distribuyen de la siguiente manera. Doce candidatos se tomaron los rastreos basados en imágenes 2MASS de Dutra y Bica (2001), Dutra et al. (2003) y Bica et al. (2003). Otros nueve se extrajeron del rastreo basado en GLIMPSE de Mercer et al. (2005). Y los dos objetos restantes eran los dos cúmulos descubiertos por Danks et al. (1984), denominados Danks 1 y Danks 2. De estos dos últimos ya se conocían indicios de que podían constituir una población joven y masiva gracias a la gran región de formación estelar en que se

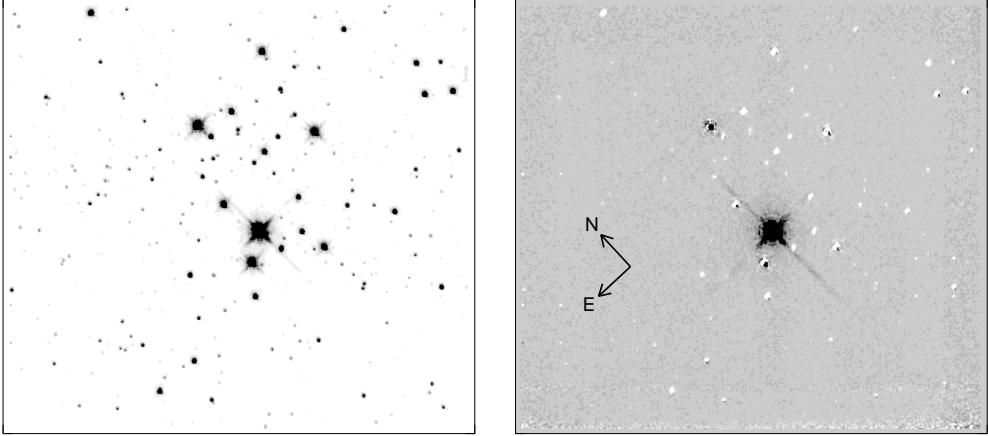


Figura 2.2: Lo mismo que la Fig. 2.1, pero para Mercer 23.

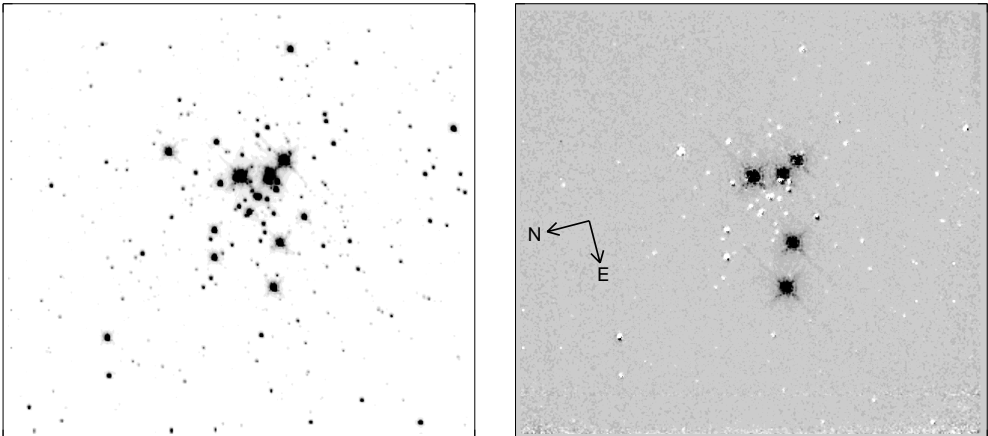


Figura 2.3: Lo mismo que la Fig. 2.1, pero para Mercer 30.

encontraban, denominada G305 (véase Clark y Porter 2004).

Para que las imágenes cubrieran un área proyectada amplia de los candidatos a cúmulo, se escogió la cámara de NICMOS/HST con menor poder de resolución, la *Near Infrared Camera 3* (NIC3), cuyo campo de visión es $51.2'' \times 51.2''$ y cuya escala es $0.2''$ por píxel. Entre los meses de junio y septiembre de 2008, se observaron los 23 candidatos a cúmulo con los filtros de banda ancha F160W y F222M y con los de banda estrecha F187N y F190N. Mientras que los dos primeros servirían para hallar magnitudes y colores, la diferencia entre los dos últimos mediría la intensidad de emisión en Paschen- α , ya que F187N está situado en la longitud de onda de dicha línea y F190N en el continuo adyacente. De esta forma, la resta de imágenes

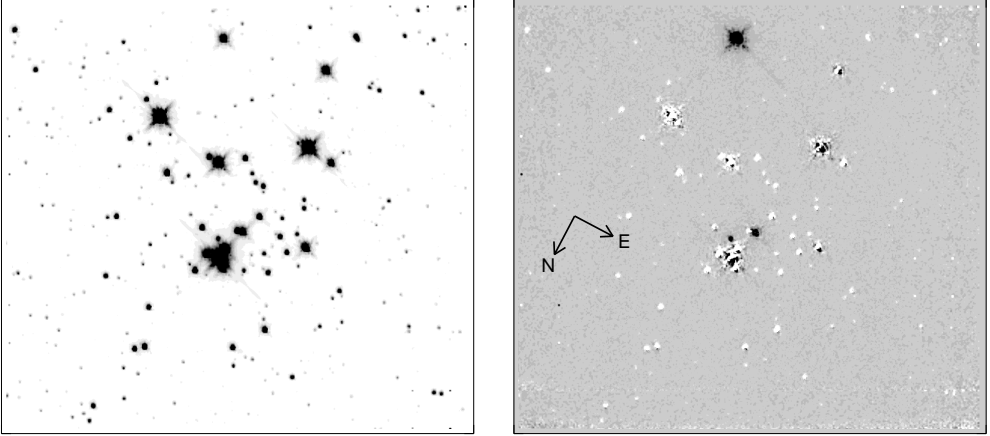


Figura 2.4: Lo mismo que la Fig. 2.1, pero para Mercer 70.

$F187N - F190N$ resaltaría visualmente los objetos con emisión intensa en Paschen- α .

La reducción de las imágenes y la obtención de la fotometría fueron llevadas a cabo por nuestra colaboradora Christine Trombley; el proceso se describe con detalle en su tesis doctoral¹ (Trombley 2013), así que aquí solo proporcionaremos un breve resumen. Los datos se redujeron siguiendo el *NICMOS Data Handbook* versión 7.0 y utilizando el programa *calnica*. Se restó el nivel de *bias*, se corrigió de *flat-field*, se remuestrearon las diferentes tomas en una red de píxeles comunes, y se combinaron en una sola imagen. La fotometría se extrajo usando una versión adaptada a IDL de DAOPHOT (Stetson 1987), eligiendo una apertura de radio $r = 0.4''$, junto a un anillo de $1.3'' < r < 2.0''$ para la sustracción de cielo.

Una vez reducidas, se examinaron las imágenes sustracción $F187N - F190N$ en busca de emisores intensos en Paschen α , encontrándose resaltados este tipo de objetos en 7 de los 23 candidatos a cúmulo. Estos 7 grupos de estrellas, que se relacionan en la Tabla 2.1, pasan entonces a recibir la consideración de candidatos a YMC. De aquí en adelante, omitiremos Danks 1 y Danks 2), porque quienes se encargaron de su seguimiento espectroscópico fueron Davies et al. (2012a) y no nosotros. Las imágenes $F222M$ y $F187N - F190N$ de los cinco candidatos a YMC restantes se presentan en las Figs. 2.1, 2.2, 2.3, 2.4 y 2.5. En los paneles

¹Christine Trombley presentó en su tesis doctoral un conjunto de cúmulos que se solapan parcialmente con los que aquí se tratan. Sin embargo, ahí acaba la coincidencia, pues los datos comunes se emplean de otra forma y para objetivos totalmente diferentes. Así, Trombley (2013) se dedicó a analizar la forma de la IMF basándose casi por completo en la fotometría, y empleando la espectroscopía únicamente como confirmación de que los objetos más brillantes eran estrellas masivas calientes. En cambio, la presente tesis pone su énfasis en el seguimiento espectroscópico y el posterior análisis de los espectros para encontrar aplicaciones a otras áreas de la astrofísica, usando la fotometría como herramienta accesoria. Aquí nosotros no calcularemos la IMF, sino que simplemente asumiremos una forma funcional (Sec 3.1.6), pero por lo demás realizaremos una caracterización de los cúmulos comunes mucho más completa que la de Trombley (2013), la cual puede considerarse preliminar.

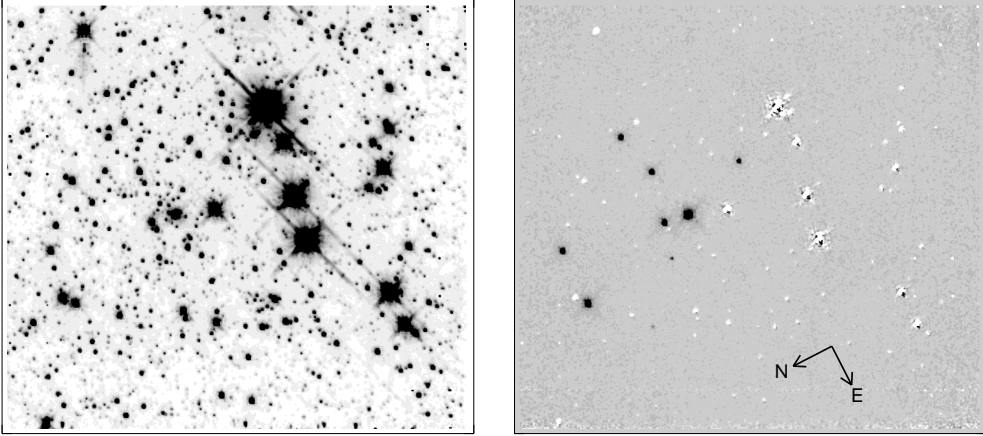


Figura 2.5: Lo mismo que la Fig. 2.1, pero para Mercer 81.

derechos se observan con claridad las emisiones en Paschen- α que señalizan posibles estrellas masivas calientes con vientos densos que han de ser confirmadas espectroscópicamente.

2.1.2. Ampliación de la muestra de candidatos a cúmulo joven masivo

La muestra de candidatos a cúmulo de la anterior sección fue escogida entre aquellos rastreos de la Tabla 1.1 que habían sido publicados antes del año 2007, que fue cuando se realizó la propuesta del programa #11545 del HST. Más adelante decidimos ampliar la muestra basándonos en los rastreos que fueron publicados posteriormente. Desafortunadamente, NICMOS había dejado de funcionar poco después de llevarse a cabo el programa #11545, y desde entonces no hay disponible ningún otro instrumento espacial que cuente con un filtro de banda estrecha en Paschen- α , así que no podemos llevar a cabo exactamente la misma estrategia de selección. Sí se utilizaron los criterios de concentración espacial en las imágenes NIR y ausencia de emisión nebular extendida (este último, con una excepción que expondremos más abajo). Para tratar de constreñir aún más la posibilidad de que fueran YMCs, se buscaron similitudes fotométricas con los candidatos de la Tabla 2.1 que fueran rápidas de distinguir, evitando análisis en profundidad que hubiera sido ineficiente dada la gran cantidad de candidatos disponibles. Las similitudes a las que nos referimos son las siguientes: que la sobredensidad estuviese especialmente concentrada hacia un centro claro, que estuviera dominada por unas pocas estrellas claramente más brillantes que las demás, y que dichas estrellas dominantes mostrasen en su mayoría colores muy similares entre sí y con valores $H - K \sim 1$.

De esta forma, se seleccionaron como candidatos a YMC los objetos que se relacionan en

Tabla 2.2: Candidatos a YMC seleccionados solamente mediante fotometría de banda ancha de los catálogos de sondeo públicos, junto a sus coordenadas ecuatoriales (en J2000) y Galácticas.

Denominación	α	δ	l	b
FSR 1530	$10^h08^m58^s$	$-57^\circ15'11''$	282.310	-1.036
VVV CL029	$13^h41^m54^s$	$-62^\circ07'38''$	308.793	+0.170
VVV CL067	$15^h10^m36^s$	$-57^\circ54'42''$	320.576	+0.112
VVV CL073	$16^h30^m24^s$	$-48^\circ13'06''$	335.892	+0.132
VVV CL100	$17^h19^m15^s$	$-39^\circ04'42''$	348.530	-0.972

Tabla 2.3: Programas de observación en instrumentos del ESO llevados a cabo para el seguimiento espectroscópico de los candidatos a YMC de esta tesis.

Identificador	Instrumento	PI	Año	Duración ^a	Modo
083.D-0765	ISAAC/VLT	E. Puga	2009	38 horas	Servicio
087.D-0957	ISAAC/VLT	D. de la Fuente	2011	23 horas	Servicio
089.D-0989	ISAAC/VLT	D. de la Fuente	2012	21 horas	Servicio
091.D-0869	Sofi/NTT	D. de la Fuente	2013	3 noches	Visitante

(^a) Se refiere a la duración concedida, no a la ejecutada con éxito, que en ocasiones fue menor (ver texto).

la Tabla 2.2. Todos ellos provienen de la lista de candidatos de Borissova et al. (2011) excepto FSR 1530, que fue extraído de la de Froebrich et al. (2007).

2.1.3. Fotometría de sondeos públicos

El único gran inconveniente que presentan las imágenes y la fotometría de NICMOS/HST para nuestros candidatos a YMC (Sec. 2.1.1) es un campo de visión limitado que puede no cubrir todo el cúmulo. Por ello, completamos los datos de estos objetos con las imágenes y catálogos fotométricos de los sondeos públicos de mayor calidad (en cuanto a resolución espacial y sensibilidad) en el NIR. En cuanto a los candidatos no observados con NIMCOS/HST (Sec. 2.1.2), las únicas imágenes y fotometría que se han utilizado han sido las de grandes sondeos públicos.

En cada caso, la elección del mejor sondeo depende de las coordenadas del candidato a YMC (Tablas 2.1 y 2.2), ya que no todos los sondeos cubren todo el cielo. Para los candidatos Mercer 20 y Mercer 23, de longitudes Galácticas positivas, se utilizó el sondeo UKIDSS. Para el resto se usó VVV excepto en el caso de FSR 1530, para el que se tuvo que emplear 2MASS por no estar su posición incluida en la cobertura de VVV ($l > 295^\circ$).

En todos los casos extrajimos la fotometría directamente del catálogo de fuentes puntuales asociado a cada sondeo público, excepto para el campo de Mercer 30. Para este objeto se llevaría a cabo una caracterización más exhaustiva, como se verá en el próximo capítulo, así que

interesaba ser mucho más preciso en su fotometría. Esta tarea fue llevada a cabo por nuestro colaborador Sebastián Ramírez Alegría utilizando el datoducto automatizado VVV-SkZ (Mauero et al. 2013), que a su vez está basado en ALLFRAME (Stetson 1994). La fotometría en las bandas J , H y K_S se extrajo a partir de las imágenes apiladas de VVV, y se calibró con el catálogo de 2MASS utilizando fuentes puntuales comunes.

2.2. Espectroscopía

2.2.1. Planificación y ejecución de las observaciones

Para los candidatos a YMC observados con NICMOS/HST, se seleccionaron como blancos espectroscópicos todas las estrellas que se observan en emisión en las imágenes sustracción $F187N - F190N$ de las Figs. 2.1 a 2.5, y además varios de los objetos más brillantes en $F222M$ de cada uno de los campos. Para el resto de candidatos a YMC, se escogieron simplemente varias estrellas brillantes que tuvieran colores $H - K \sim 1$, por consistencia con lo explicado en la Sec. 2.1.3.

Las observaciones se llevaron a cabo a lo largo de cuatro campañas con dos espectrómetros infrarrojos de rendija larga del Observatorio Europeo Sur (ESO), a lo largo de las 4 campañas que aparecen resumidas en la Tabla 2.3. Aunque dos de los candidatos a cúmulo (Mercer 20 y Mercer 23) están situados en el hemisferio norte, sus declinaciones (ver Tabla 2.1) son lo suficientemente pequeñas como para alcanzarse desde los observatorios de el ESO. A continuación se explica la organización y la ejecución de las observaciones mencionadas de forma separada para cada uno de los instrumentos.

Observaciones con ISAAC/VLT

Los tres primeros programas de observación se llevaron a cabo con el instrumento *Infrared Spectrometer And Array Camera* (ISAAC; Moorwood et al. 1998a). Hasta agosto de 2008, ISAAC estaba montado en la Unidad 1 del *Very Large Telescope*; en esa fecha (que coincidió con el periodo en el cual se estaba llevando a cabo nuestro primer programa de observaciones) se trasladó a la Unidad 3 del mismo telescopio, donde estuvo situado hasta que fue retirado en el año 2013. Las cuatro unidades del VLT tienen 8.2 m de apertura, y están situadas en el Cerro Paranal de Chile.

La configuración del instrumento fue escogida, en primer lugar, en base a las necesidades de calidad de los espectros. Para poder llevar a cabo un análisis cuantitativo adecuado mediante modelos de atmósfera en el NIR, se requiere un poder de resolución $R \gtrsim 2000$ y una relación señal-ruido $S/N \gtrsim 150$. En principio, estas condiciones se pueden lograr con la rendija de

1'' de anchura, pero preferimos escoger la de 0.8'' para limitar la posible contaminación por estrellas cercanas, habitual en campos tan densos como los de las Figs. 2.1 a 2.5 (y en especial esta última). En las bandas H y K, donde se sitúan los rasgos espectrales más útiles como diagnósticos de estrellas calientes (Sec. 3.1.1), se logra $R \approx 4000$ con esta rendija. Para los objetos más brillantes de las regiones más densas, se prefirió utilizar la rendija de 0.3'', proporcionando un resoluciones $R \approx 10\,000$ y la misma S/N sin incrementar significativamente el tiempo de observación.

Por otra parte, teniendo en cuenta las longitudes de onda de diagnósticos requeridos en el NIR, junto con las anchuras en longitudes de onda capaces de ser cubiertas por ISAAC, se hizo necesario seleccionar dos longitudes de onda centrales diferentes en la banda K: una en $\lambda_c = 2.09\,\mu\text{m}$ y la otra en $\lambda_c = 2.21\,\mu\text{m}$. Los respectivos rangos resultantes serán denominados de aquí en adelante K1 y K2. En cuanto a la banda H, se necesitó una sola longitud de onda central, $\lambda_c = 1.71\,\mu\text{m}$, para cubrir los diagnósticos necesarios.

En lo que concierne a las condiciones atmosféricas, se necesitaba, en primer lugar, un nivel de *seeing* no mucho mayor que la anchura de rendija para evitar pérdidas importantes de luz del objeto blanco y contaminaciones de objetos cercanos. No se limitó la fase lunar, ya que la luz de la Luna no contribuye significativamente a las longitudes de onda que necesitamos observar. Sí se requirió un cielo claro (sin nubes) para evitar pérdidas significativas de intensidad luminosa (que hubieran disminuido la S/N) y variaciones rápidas de líneas telúricas, que las harían más difíciles de cancelar (el procedimiento correspondiente se explicará en la Sec. 2.2.2).

Debido a que era necesario garantizar estas condiciones de observación, ha sido necesario solicitar las observaciones en modo de servicio. En este modo, los astrónomos que trabajan en el telescopio solo realizan las observaciones programadas cuando se cumplen las condiciones de cielo requeridas, y en caso de que se dejen de cumplir durante la ejecución de un bloque de observaciones, se cancelan y se repite el bloque cuando sea pertinente. Además, los astrónomos llevan a cabo todas las calibraciones necesarias, incluyendo la observación de estándares telúricas. A este respecto, se solicitó que fueran preferentemente estrellas de MS de subtipos cercanos a A0, por ser los que menos rasgos espectrales intrínsecos presentan en el NIR.

Para incrementar la eficiencia de las observaciones, se ordenaron las estrellas blanco de cada candidato a YMC por parejas de brillo parecido, para alinear la rendija de forma que se observara cada pareja de modo simultaneo. Debido a la densidad estelar de los campos, otras estrellas cuya observación no estaba planificada caerían también dentro de la rendija, proporcionando espectros adicionales. Los tiempos de exposición se calcularon introduciendo en la calculadora de tiempo de observación² las magnitudes de la estrella más tenue de cada

²<http://www.eso.org/observing/etc>

pareja, junto con las condiciones de cielo, la configuración del instrumento, y la calidad de los espectros que se requieren, según lo arriba explicado. Para lograr una adecuada sustracción del cielo (que se explicará en la Sec. 2.2.2), se estableció que el telescopio se movería ligeramente en la dirección de la rendija varias veces dentro del mismo bloque de observación entre dos posiciones A y B. El desplazamiento entre ambas posiciones se escogió cuidadosamente para cada posición de rendija con el fin de evitar superposiciones de estrellas en el mismo punto de la rendija. Por las características típicas de variabilidad del cielo en el NIR, cada integración individual en la posición A o B solo podría durar un tiempo máximo del orden de 2 minutos. Teniendo en cuenta todo ello, se calcularon los tiempos totales de ejecución según el manual de ISAAC, resultando tiempos de aproximadamente 1 hora para las estrellas más débiles que se necesitaban observar (las más brillantes de la MS). Al ser precisamente 1 hora el tiempo máximo de bloque de observación permitido por el ESO (salvo casos excepcionales) en modo de servicio, esto justifica plenamente el uso de un telescopio de clase de 8 metros.

No todo salió bien cuando se ejecutaron las observaciones. De las 38 horas concedidas del primer programa (083.D-0765), solo 15 pudieron ejecutarse, debido (al menos en parte) a que las operaciones se pospusieron con ocasión del traslado de ISAAC a otra unidad del VLT. El problema se enmendó solicitando las 23 horas restantes para el siguiente programa (087.D-0957). De este último se ejecutaron todos los bloques de observación, pero esta pequeña incompletitud no es relevante, puesto que se trató solo de la banda K2 de espectros para los que el resto de bandas fueron observadas sin problemas. Así, con este segundo programa se consideró completada la espectroscopía de los cinco candidatos³ a YMC escogidos de la lista de Mercer et al. (2005) (Tabla 2.1). Por ello, en el tercer programa (089.D-0989) se solicitaron tres de los candidatos no observados con HST (Tabla 2.2), a saber: VVV CL029, VVV CL067 y VVV CL100. En estos últimos casos se observaron solo unos pocos objetos, que estaban entre los más brillantes, debido a que se trataba de cúmulos comparativamente más tenues.

Además de los programas propuestos por nosotros (Tabla 2.3), utilizamos para la investigación de Mercer 30 datos del programa 081.D-0471 (PI: J. Borissova). Al saber que el grupo de Jura Borissova había observado el mismo candidato a cúmulo con ISAAC/VLT durante el año 2008, con varias estrellas en común con nuestras observaciones, acordamos compartir los datos ya reducidos para aunar esfuerzos en la investigación. De esta forma, podemos contar con observaciones multiépoca para algunos espectros de Mercer 30. Las observaciones del programa 081.D-0471 fueron planificadas y ejecutadas de forma similar a las nuestras. La úni-

³Hay una pequeña excepción: dos estrellas en Mercer 30 que considerábamos muy interesantes en base a sus espectros en banda H constaban como observadas en K1 y K2. Sin embargo al ir a reducirlas descubrimos que la rendija había sido colocada incorrectamente. Por ello, solicitamos una modificación del siguiente programa para incluir los correspondientes bloques de observación.

ca salvedad digna de mención es que en esa ocasión se utilizó la rendija de $0.6''$. El proceso de reducción que realizaron estos colaboradores aparece explicado en Hanson et al. (2010, que aunque se refiera a otro cúmulo, sus espectros pertenecen también al programa 081.D-0471 y fueron reducidos simultáneamente a los de Mercer 30).

Observaciones con SofI/NTT

Como ISAAC ya no estaba disponible para su uso en el año 2013, hubo que utilizar como alternativa el espectrómetro *SofI* (SofI; Moorwood et al. 1998b) para observar los candidatos a YMC VVV CL073 y FSR 1530. Este instrumento está instalado en el *New Technology Telescope* (NTT), situado en el Observatorio de La Silla, también en Chile. En principio, el hecho de que la apertura de este telescopio (3.58 m) fuera bastante inferior a la del VLT complicaba las observaciones, pero podía compensarse alargando las exposiciones: no hay limitación de tiempo de ejecución porque las observaciones en este telescopio solo se ofrecen en modo visitante.

Gracias a las similitudes instrumentales entre SofI e ISAAC, las configuraciones y estrategias de observación son muy parecidas a las expuestas en el apartado previo. Por esta razón, nos limitaremos a mencionar las diferencias relevantes con el caso anterior. En primer lugar, solo se logran las resoluciones suficientes ($R \sim 2000$) para el posterior análisis espectroscópico con la rendija de $0.6''$ de anchura, por lo que tuvo que escogerse esta. En segundo lugar, SofI cubre los rangos completos de longitud de onda de las bandas H y K, así que no hace falta establecer longitudes de onda centrales. Y por último, el hecho de que hubiera que realizar las observaciones en modo visitante hizo necesario buscar estándares telúricos para observarlas antes o después de cada bloque, de forma que tuvieran una masa de aire similar a los de los candidatos a cúmulo en la fecha y hora de las observaciones.

Las observaciones fueron llevadas a cabo personalmente por el autor de esta tesis durante las tres noches comprendidas entre el 26 y el 29 de mayo de 2013. Desafortunadamente, esas noches hizo muy mal tiempo⁴ en el observatorio, con muchas nubes y muy pocos claros. Durante los claros, y en otros intervalos en que las nubes eran finas, se ejecutaron parte de las observaciones. Algunos bloques de observación no se pudieron terminar porque se perdía la visibilidad completamente durante su ejecución, y en otros casos el *seeing* era pésimo. Aún así, se pudieron obtener espectros relativamente aceptables para las estrellas más brillantes de FSR 1530. No fue este el caso de VVV CL073, por lo que este candidato⁵ no será tratado en lo sucesivo de esta tesis.

⁴De hecho, hubo fuertes inundaciones en el centro de Chile durante esos días.

⁵Poco después, Chené et al. (2013) publicaron una caracterización de VVV CL073, que resultó ser un cúmulo joven de masa intermedia.

2.2.2. Reducción de datos

La reducción de los datos tomados con ISAAC/VLT y NICMOS/HST ha sido efectuada mediante un datoducto de IDL desarrollado por nuestro grupo internacional. En concreto, fue inicialmente creado por Donald F. Figer y mejorado primero por Ben Davies y después por el autor de esta tesis con la colaboración de Francisco Najarro.

Cabe señalar que el ESO ya proporciona un datoducto para todos los instrumentos de VLT⁶. Ese datoducto reduce automáticamente todas las observaciones del telescopio, quedando los espectros resultantes disponible para los observadores. Sin embargo, el propio ESO ya advierte que los productos pueden no ser adecuados para los objetivos científicos que se requieran en cada caso. Esto es rigurosamente cierto para nuestros programas de observación. Lo primero, porque este datoducto solo extrae el espectro más brillante para cada bloque de observación, mientras que nosotros tenemos que extraer todos los posibles (como mínimo, dos por cada posición de rendija). Y lo que es más importante, la naturaleza automática del datoducto impide que hagamos correcciones personalizadas, necesarias para obtener espectros con la S/N adecuada para nuestros propósitos. Es por ello que preferimos usar nuestro propio datoducto, que además está escrito en un lenguaje (IDL) que facilita la depuración de código.

El proceso de reducción, que parte de los datos en bruto y finaliza con los espectros reducidos y listos para ser analizados, se puede dividir en tres fases. La primera consiste en reducir las imágenes bidimensionales para acabar extrayendo de espectros unidimensionales calibrados en longitud de onda. La segunda aborda la corrección de los rasgos de absorción telúricos (es decir, de la atmósfera terrestre) presentes de forma ubicua en el NIR. La tercera genera los espectros finales normalizados y corregidos de la velocidad radial del observador.

Extracción de espectros

Los detectores de ISAAC y SofI están significativamente curvados en sus dos dimensiones, la espacial y la espectral. Para poder medir la curvatura en el eje espacial, el observatorio toma cada varios meses una serie de imágenes, denominadas *startrace*, con espectros de una estrella brillante, cubriendo en su conjunto todo el área del detector. Para el eje espectral, utilizamos las líneas de emisión de OH del cielo que aparecen superpuestas a nuestras propias observaciones. Creamos entonces una imagen maestra de corrección espacial sumando todas las imágenes *startrace*, y otra de corrección espectral combinando las imágenes bidimensionales correspondientes a cada bloque. En ambos casos se ajustan las trazas correspondientes a curvas polinómicas, tal como se muestra en la Fig. 2.6 (para el caso espectral). A partir de

⁶<http://www.eso.org/sci/software/pipelines/index.html>

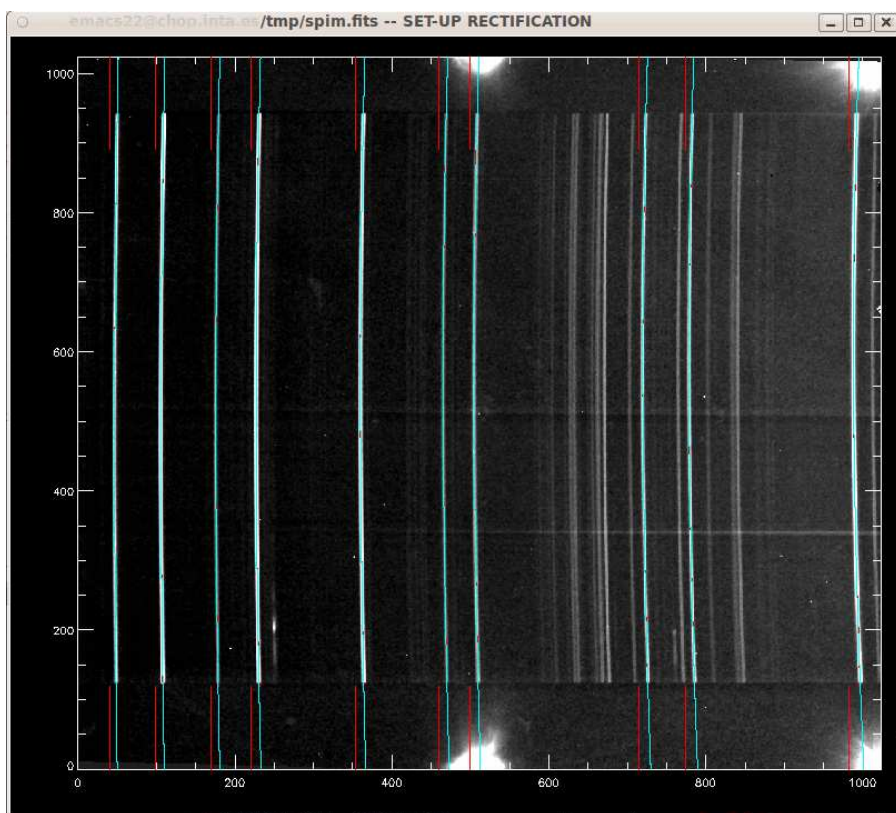


Figura 2.6: Captura de pantalla del datoducto que ilustra el ajuste de las líneas de OH del cielo sobre la imagen maestra para la corrección de curvatura en el eje espacial y para la calibración en longitud de onda

ambos ajustes, se construyen por interpolación a todos los píxeles las matrices de rectificación, que al ser aplicadas a los datos dan lugar a imágenes bidimensionales rectificadas. Esta corrección no solo se aplica a las imágenes objeto, sino también a los *darks* y a los *flat-fields*.

Aprovechando que las líneas de OH visibles en la Fig. 2.6 tienen longitudes de onda conocidas gracias a mediciones de laboratorio, efectuamos también la calibración en longitud de onda. Nos basamos en el atlas de emisión de OH del cielo publicado por Rousselot et al. (2000) para asignar, una vez más mediante interpolación polinómica, una longitud de onda a cada columna de las imágenes rectificadas. A menudo debe refinarse el ajuste (por ejemplo, descartando líneas de OH conflictivas) hasta que la media cuadrática de los residuos se aproxima a la décima parte de la resolución espectral, que es el mínimo posible teórico.

Por otra parte, se promedian los *darks*, y la combinación resultante se sustrae al resto de los datos. Entonces se promedian las imágenes de *flat-field*, y se dividen las imágenes que

contienen espectros entre el *flat* promedio. Al haberse tomado las observaciones de las estrellas (incluyendo las estándares telúricas) en dos posiciones del telescopio A y B de forma alternada, el fondo de cielo se sustrae simplemente restando las imágenes A de las B o viceversa. Las imágenes resultantes se suman, dando lugar a una imagen final combinada, donde el espectro de cada estrella que haya caído dentro de la rendija se muestra en dos posiciones, una de forma positiva (en emisión) y otra en negativo. Hay que mencionar también que, en el momento de realizar las combinaciones de los tipos de imágenes mencionadas (*darks*, *flats*, e imágenes con espectros), se comparan las imágenes del mismo tipo para encontrar valores anormales de los píxeles (usualmente causados por rayos cósmicos), que se eliminan por interpolación de los valores de los píxeles vecinos.

Por último, para cada espectro se localiza la posición del máximo en el eje espacial (o del mínimo, en el caso negativo), y se establece una anchura de extracción del espectro que puede empujarse en caso de existir contaminación por otro espectro cercano. El rango de filas correspondiente a cada objeto se suma en una sola fila, obteniendo así espectros unidimensionales para el caso positivo y negativo; la resta de ambos da lugar al espectro combinado final. Este proceso de extracción se ejecuta para todos los objetos (incluyendo las estrellas estándar) cuya intensidad esté por encima de cierto umbral (normalmente en torno a 20 veces el ruido, medido en los espacios entre espectros) que garantice una S/N suficiente para que puedan observarse rasgos espectrales.

Corrección telúrica

La técnica de eliminación del cielo antes descrita hace desaparecer los rasgos de emisión telúrica, pero no los de absorción, que continúan presentes en los espectros unidimensionales extraídos. Para eliminarlos, basta con dividir cada espectro estelar por el espectro de absorción del cielo. Sin embargo, este solo puede medirse⁷ sobre la luz de otra estrella, que a su vez tendrá sus propios rasgos espectrales intrínsecos. Recordemos (Sec. 2.2.1) que precisamente solicitamos estándares telúricos subtipos en torno a A0 por ser las que menos rasgos intrínsecos contienen; en concreto, solo los de hidrógeno de la serie de Brackett están presentes en los rangos de longitud de onda escogidos. Además, pedimos que fueran de MS para que las líneas de H fueran mucho más anchas que las absorciones telúricas, permitiendo distinguirse con facilidad aunque estuvieran superpuestas; este punto es importante para realizar los ajustes que explicamos a continuación.

⁷Nosotros hemos usado el método tradicional de medir el espectro telúrico observacionalmente, pero también existe la posibilidad de usar en su lugar modelos de transmisión atmosférica capaces de obtener resultados de la misma calidad (véase por ejemplo Smette et al. 2015; Kausch et al. 2015).

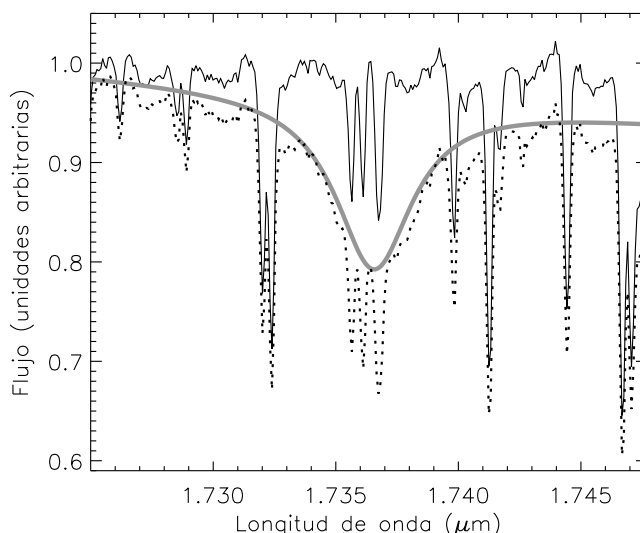


Figura 2.7: Ilustración del proceso de obtención del espectro telúrico puro (línea negra continua), en la región en torno a la línea Br-10, mediante el ajuste de un espectro sintético (curva gris) a la estrella estándar (línea de puntos).

Para obtener un espectro telúrico puro, ajustamos el de la estrella estándar mediante un espectro sintético construido de la siguiente manera. En primer lugar, el continuo se modela como un cuerpo negro escalable y de temperatura ajustable. La temperatura de mejor ajuste no tiene por qué ser la misma que la de la estrella, debido a que hay efectos instrumentales que pueden alterar ligeramente la pendiente. En segundo lugar, cada línea de la serie de Brackett se modela como la suma de dos curvas Lorentzianas, que tienen como parámetros libres la longitud de onda central, la anchura y la intensidad. En realidad, las líneas de H siguen perfiles de Voigt, pero hemos comprobado que la aproximación mediante suma de dos Lorentzianas se ajusta lo suficientemente bien para nuestros propósitos. En la Fig. 2.7 se muestra, como ejemplo, el ajuste del espectro sintético a la región donde se sitúa la línea Br-10, en cuyo pico coinciden tres líneas telúricas relativamente intensas. Esta es una clara muestra de por qué es necesario distinguir visualmente las líneas intrínsecas y las telúricas. Esta tarea es sencilla para un ojo experimentado, pero es complicado implementar un código automático que la realice, motivo por el cual las dobles Lorentzianas fueron ajustadas manualmente.

Al dividir el espectro de la estrella estándar entre el sintético, se obtiene el espectro telúrico puro (línea negra continua en la Fig. 2.7).

En un supuesto ideal de que la estándar se observara simultáneamente a las estrellas objeto y con exactamente la misma masa de aire, bastaría con dividir el espectro objeto entre el telúri-

co para cancelar las líneas telúricas, tal como ya mencionamos arriba. Como nunca se cumplen estrictamente las condiciones ideales, hace falta efectuar un ligero escalado previo del espectro de absorción atmosférico. En ocasiones, los rasgos telúricos causados por distintos compuestos químicos varían de forma diferente, haciendo necesaria una corrección por trozos, de forma que se asigna a cada trozo un factor de escala diferente para lograr la cancelación simultánea de todos los rasgos telúricos. Es especialmente notorio el caso de una conspicua banda rovibracional de CO_2 situada en $\lambda \sim 2.06 \mu\text{m}$, que suele experimentar variaciones significativas en breves intervalos de tiempo (Kenworthy y Hanson 2004).

La división final del espectro objeto entre el telúrico se realiza sobre un eje común de longitudes de onda, sobre el que se tienen que interpolar ambos. En el proceso, se afina la coincidencia de longitudes de onda mediante pequeños desplazamientos sub-píxel, calculados mediante correlación cruzada entre los dos espectros en una región seleccionada manualmente donde solo se observen absorciones telúricas.

Llevar a cabo esta corrección de modo tan minucioso es esencial para obtener la S/N requerida. Este argumento constituye una justificación adicional de que prefiriéramos usar nuestro propio datoducto en vez del automático del ESO.

Por otra parte, hemos aislado el fragmento del datoducto correspondiente a la corrección telúrica para poder aplicarlo a espectros obtenidos con otros instrumentos infrarrojos diferentes de ISAAC/VLT y SofI/NTT. En concreto, lo hemos utilizado para colaborar en la reducción de datos tomados con los instrumentos *Near-infrared Integral Field Spectrograph* (NIFS) y *Gemini Near InfraRed Spectrograph* (ambos montados en el telescopio *Gemini* Norte, en el observatorio de Mauna Kea, Hawaii). Se trata de observaciones de estrellas masivas calientes en la región del Centro Galáctico, enmarcadas en un proyecto liderado por Thomas R. Geballe y Francisco Najarro (que no se incluye en esta tesis, aunque el autor haya participado). La extraordinaria calidad de estas observaciones, unida a nuestra excelente técnica de corrección telúrica, ha logrado valores S/N 300, y como consecuencia, nos ha llevado al descubrimiento de las primeras bandas interestelares difusas en las bandas H y K Geballe et al. (2011, 2014). Estas observaciones también se están analizando para desentrañar la historia de formación estelar en cúmulos en la región del Centro Galáctico (Najarro et al. 2014, 2015, Najarro, de la Fuente et al. en prep.).

Normalización y corrección de velocidad radial

El siguiente paso consiste en normalizar el espectro mediante la selección manual de puntos del continuo y su interpolación mediante un polinomio de grado 3 a 5. La división del espectro entre el polinomio resultante da lugar al espectro normalizado. Desafortunadamente,

hay espectros que cuentan con una cantidad tal de líneas que es imposible localizar visualmente el continuo; sin embargo esta eventualidad solo se presenta en casos de estrellas frías, de mucho menor interés para esta tesis. Para estas estrellas efectuamos simplemente una normalización orientativa, escogiendo como puntos del pseudocontinuo algunos máximos locales de sus espectros.

Finalmente, es necesario corregir la velocidad radial del observador para poder efectuar posteriormente medidas precisas en el eje de longitudes de onda. Dicha velocidad fue calculada para cada bloque de observación mediante la tarea `rvcorrect` de IRAF, teniendo en cuenta la fecha y la dirección de observación, además de la posición geográfica del observatorio. Las contribuciones a la velocidad radial del observador incluyen la rotación de la Tierra, la traslación en torno a la Luna y el Sol, y el movimiento del sistema solar respecto al Sistema de Reposo Local (LSR). Cada espectro se desplazó en longitud de onda de acuerdo con esta corrección.

En la Tabla 2.4 se presenta la lista final de observaciones espectroscópicas reducidas con éxito, incluyendo los identificadores de objetos que se emplearán en el próximo capítulo, así como las correcciones de velocidad radial que hubo que aplicarles.

Tabla 2.4: Bloques de observación reducidos y corrección de velocidad radial.

Fecha ^a	Cúmulo	Estrellas ^b	Banda	Rendija	$v_{\text{LSR}} - v_{\text{obs}}$ ^c
2009-04-10	Mercer 81	1, 3, 12, 13	H	0.8''	26.19
2009-04-10	Mercer 81	1, 3, 12	K1	0.8''	26.25
2009-04-13	Mercer 20	6, 7	K2	0.8''	43.05
2009-04-14	Mercer 30	2, 6	H	0.3''	-3.53
2009-04-14	Mercer 30	1, 20	H	0.8''	-3.57
2009-04-14	Mercer 30	7, 8	H	0.8''	-3.61
2009-04-16	Mercer 30	10, 11, 12	H	0.8''	-4.09
2009-04-16	Mercer 30	9, 13, 21	H	0.8''	-4.13
2009-05-03	Mercer 81	1, 3, 12	K2	0.8''	18.56
2009-05-03	Mercer 81	2, 7, 14	K1	0.8''	18.60
2009-05-14	Mercer 20	1, 2, 3	K1	0.8''	39.21
2009-05-14	Mercer 20	1, 2, 3	K2	0.8''	39.23
2009-05-14	Mercer 20	1, 2, 3	H	0.8''	39.25
2009-05-15	Mercer 20	11, 12	K1	0.8''	38.96
2009-05-15	Mercer 20	11, 12	K2	0.8''	38.99
2009-05-15	Mercer 20	4, 5	K2	0.8''	39.05
2009-05-16	Mercer 20	4, 5, 6	H	0.8''	38.70
2009-05-16	Mercer 23	1, 2	H	0.3''	38.63
2009-05-27	Mercer 70	1, 2	H	0.3''	2.77
2009-05-27	Mercer 70	3, 4	H	0.3''	2.81

Continúa en la siguiente página

Tabla 2.4 – Continúa desde la página anterior

Fecha ^a	Cúmulo	Estrellas ^b	Banda	Rendija	$v_{\text{LSR}} - v_{\text{obs}}$ ^c
2009-05-30	Mercer 23	1, 2	K1	0.3''	35.77
2009-05-30	Mercer 23	1, 2	K2	0.3''	35.78
2009-07-05	Mercer 70	1, 2	K1	0.3''	-13.00
2009-07-05	Mercer 70	1, 2	K2	0.3''	-12.99
2009-07-05	Mercer 70	3, 4	K1	0.3''	-12.96
2009-07-05	Mercer 70	3, 4	K2	0.3''	-12.95
2009-07-05	Mercer 70	5, 6	K1	0.3''	-12.91
2009-07-05	Mercer 70	5, 6	K2	0.3''	-12.91
2009-09-30	Mercer 23	3, 4, 5	H	0.8''	-2.86
2009-09-30	Mercer 23	4, 5	K1	0.8''	-2.90
2009-09-30	Mercer 23	4, 5	K2	0.8''	-2.88
2009-10-02	Mercer 23	6, 7	H	0.8''	-3.27
2011-04-17	Mercer 20	4, 5, 6, 7	K1	0.8''	43.00
2011-04-18	Mercer 30	4, 5, 6, 7	K1	0.8''	-4.33
2011-04-18	Mercer 30	4, 6, 7	K2	0.8''	-4.33
2011-04-18	Mercer 30	8, 9	K1	0.8''	-4.37
2011-04-18	Mercer 30	8, 9	K2	0.8''	-4.37
2011-04-18	Mercer 30	10, 11	K1	0.8''	-4.41
2011-04-18	Mercer 30	10, 11	K2	0.8''	-4.42
2011-04-18	Mercer 30	3, 13, 14, 15, 16	K1	0.8''	-4.46
2011-04-18	Mercer 30	3, 13, 14, 16	K2	0.8''	-4.48
2011-04-22	Mercer 20	8, 9, 10	H	0.8''	42.70
2011-05-06	Mercer 70	7, 8	H	0.8''	11.70
2011-05-06	Mercer 81	10, 11, 25, 27	H	0.8''	17.60
2011-05-13	Mercer 23	8, 9, 10	K1	0.8''	39.23
2011-05-13	Mercer 23	8, 9, 10	K2	0.8''	39.26
2011-05-14	Mercer 30	17, 18, 19	K1	0.8''	-12.13
2011-05-14	Mercer 30	17, 18, 19	K2	0.8''	-12.14
2011-05-14	Mercer 81	5, 9, 20, 21, 22, 23	K1	0.8''	14.20
2011-05-16	Mercer 20	9, 10, 13	K2	0.8''	38.67
2011-05-16	Mercer 81	5, 9, 20, 21, 22, 23	K2	0.8''	13.33
2011-08-02	Mercer 20	14, 15, 16, 17	H	0.8''	10.07
2011-08-04	Mercer 20	14, 15, 16, 17	K1	0.8''	9.15
2011-08-06	Mercer 70	7, 8	K1	0.8''	-21.49
2011-08-06	Mercer 70	7, 8	K2	0.8''	-21.48
2011-08-06	Mercer 70	13, 14	H	0.8''	-21.60
2011-08-06	Mercer 70	13, 14	K1	0.8''	-21.54
2011-08-06	Mercer 70	13, 14	K2	0.8''	-21.53
2011-08-06	Mercer 81	6, 8, 17, 18, 19	K1	0.8''	-18.92
2011-08-07	Mercer 20	8, 9, 10, 13	K1	0.8''	7.84
2011-08-07	Mercer 20	8	K2	0.8''	7.85
2011-08-07	Mercer 20	14, 15, 16, 17	K2	0.8''	7.94
2011-08-10	Mercer 70	9, 10, 11, 12	K1	0.8''	-22.21

Continúa en la siguiente página

Tabla 2.4 – Continúa desde la página anterior

Fecha ^a	Cúmulo	Estrellas ^b	Banda	Rendija	$v_{\text{LSR}} - v_{\text{obs}}$ ^c
2011-08-10	Mercer 70	9, 10, 11, 12	K2	0.8''	-22.20
2011-09-08	Mercer 81	2, 7, 14, 16	H	0.8''	-22.94
2011-09-08	Mercer 81	2, 7, 14, 15, 16	K2	0.8''	-22.92
2011-09-08	Mercer 81	5, 9, 20, 21, 24	H	0.8''	-22.86
2011-09-12	Mercer 20	7, 11, 12	H	0.8''	-3.26
2011-09-12	Mercer 70	5, 6	H	0.8''	-23.48
2011-09-12	Mercer 81	10, 11, 25, 26	K1	0.8''	-22.84
2011-09-20	Mercer 81	6, 8, 18, 19	H	0.8''	-22.34
2012-03-13	Mercer 30	1, 2	K1	0.8''	4.46
2012-03-13	Mercer 30	1, 2	K2	0.8''	4.46
2012-03-20	VVV CL029	2	H	0.8''	10.85
2012-03-20	VVV CL029	1, 3	H	0.8''	10.79
2012-03-24	VVV CL029	4, 5	H	0.8''	10.02
2012-03-24	VVV CL067	1, 2, 3, 4	H	0.8''	18.45
2012-03-26	VVV CL100	2, 4	H	0.8''	34.97
2012-03-26	VVV CL100	4	K2	0.8''	35.04
2012-03-27	VVV CL100	1	H	0.8''	34.76
2012-03-30	VVV CL100	5, 6, 7	H	0.8''	34.30
2013-05-27	FSR 1530	3	K	0.6''	-24.54
2013-05-28	FSR 1530	1, 2	K	0.6''	-24.73

Notas. Programas de observación e instrumentos según fechas en la Tabla 2.3.

(^a) En formato año-mes-día.

(^b) Numeración de objetos en los cúmulos según aparecerá en el Capítulo 3.

(^c) Corrección de velocidad radial en km s^{-1} .

Capítulo 3

Caracterización de los cúmulos

3.1. Metodología: Mercer 30 como caso piloto

En esta sección se proporciona una explicación general de los métodos de caracterización de cúmulos masivos que se llevan a cabo en esta tesis. En un caso ideal, tendríamos de:

1. Fotometría lo suficientemente extendida en tamaño angular y con suficiente resolución espacial como para lograr un 100 % de completitud en los rangos de magnitudes correspondientes a la post-MS y a la parte más azul (tipos OB) de la MS.
2. Espectroscopía en banda H y K en dos o más épocas para una mayoría de las estrellas post-MS del cúmulo más algunas de MS, cuya calidad sea suficiente para poder calcular parámetros estelares de forma precisa mediante modelos.

El único de los cúmulos estudiados en esta tesis que se aproxima a este caso ideal lo suficiente como para llevar a cabo nuestra metodología de forma completa es Mercer 30 (también conocido como GLIMPSE 30). Así, utilizaremos este cúmulo como caso piloto para explicar de forma extensa y rigurosa los métodos de caracterización de cúmulos que hemos aplicado. Ello nos bastará para mostrar hasta dónde puede llegar el conocimiento de los cúmulos mediante las técnicas expuestas a continuación. Más adelante, presentaremos simplemente los resultados para el resto de cúmulos, explicando solo ciertas particularidades metodológicas que dependen de la cantidad y calidad de datos de que disponemos en cada caso.

Principalmente, hay dos diferencias entre los procesos de caracterización de Mercer 30 y de los demás cúmulos. En primer lugar, en el caso de Mercer 30 se dispone de espectros del mismo objeto y en la misma para dos épocas distintas, lo cual permite evaluar variaciones espectrales. La segunda es que se ajustarán modelos de atmósfera para las estrellas de Mercer 30; para el resto de cúmulos también se pueden ajustar modelos, pero dado que esta tarea consume gran cantidad de tiempo, hemos preferido posponerla y basar las otras caracterizaciones en los datos disponibles sin modelar. Así, la comparación entre caracterizaciones de Mercer 30 y el resto de cúmulos servirá como muestra de cómo mejora la precisión de los resultados mediante el modelado de atmósferas.

Kurtev et al. (2007) ya llevaron a cabo una primera caracterización de Mercer 30 basada en datos fotométricos y espectroscópicos tomados con SofI/NTT. Estos autores se basaron en solo cuatro espectros de banda K que fueron clasificados como WR y Of/WR. Nosotros, en cambio, utilizamos datos fotométricos que nos permiten resolver las partes más densas del cúmulo, junto con una copiosa muestra de espectros de las estrellas más brillantes, comprendiendo diversos tipos espectrales. Como demostraremos en las siguientes secciones, nuestra nueva caracterización supondrá una enorme mejora del conocimiento de Mercer 30, permitiéndonos obtener conclusiones muy reveladoras sobre el cúmulo.

3.1.1. Clasificación espectral e identificación de líneas

Atlas y rasgos espectrales

El esquema de tipos espectrales MK fue ideado para clasificar espectros en longitudes de onda visibles, por lo que los criterios de clasificación tradicionales no son directamente aplicables a otros rangos espectrales. Por ello, para poder realizar clasificación espectral en el NIR, se confeccionaron una serie de atlas espectrales con espectros de estrellas cuya clasificación en el óptico estaba previamente bien determinada. De esta forma, cuando solo se dispone de datos espectroscópicos en el NIR, los tipos espectrales MK se hallan simplemente por comparación con dichos atlas, que además suelen explicar qué diagnósticos son útiles para diferenciar entre subtipos espectrales y entre clases de luminosidad. En estos atlas también suelen aparecer identificados los principales rasgos espectrales presentes en los diferentes tipos de estrellas, lo cual ha sido de gran ayuda para identificar las líneas de los espectros que se presentan aquí. En lo que sigue, citaremos solo aquellos atlas espectrales que nos han sido útiles para clasificar espectros e identificar sus rasgos espectrales, que básicamente son aquellos cuyo poder de resolución es $R \geq 1000$ (salvo para tipos WR, como se explicará después), y cuya cobertura en longitudes de onda coincide con nuestras observaciones en, al menos, una parte sustancial.

Existen atlas espectrales que cubren todo el rango de tipos espectrales MK, como el de Meyer et al. (1998) en banda H o el de Wallace y Hinkle (1997) en banda K. Pero al pretender abarcar tanto sin contar con un número enorme de objetos observados, el muestreo de subtipos espectrales es bastante pobre y no permite una clasificación precisa. No obstante, son útiles para hacer una primera distinción cualitativa de los grandes tipos espectrales y de las principales líneas que se observan en ellos. También hay atlas espectrales específicos de tipos tardíos, con un muestreo más adecuado: Kleinmann y Hall (1986); Wallace y Hinkle (1996); Origlia et al. (1993); Ivanov et al. (2004). El de Wallace y Hinkle (1996), con espectros de muy alta resolución ($R \sim 50\,000$) es especialmente útil para identificar correctamente las múltiples líneas que aparecen típicamente mezcladas en espectros de estrellas frías tomados con resolución media.

De mayor relevancia para esta tesis son los atlas de estrellas calientes, que a su vez se subdividen en atlas de estrellas OB y atlas de estrellas con líneas de emisión intensas. Los de estrellas OB fueron confeccionados por Hanson y Conti (1994); Hanson et al. (1996, 1998, 2005). El de Hanson et al. (2005) ha sido especialmente útil gracias a su gran calidad observacional, tanto en resolución espectral ($R \sim 10000$) como en S/N ($\gtrsim 150$), siendo equivalente a aquellos espectros de nuestros programas de observación tomados en las mejores condiciones posibles. En cuanto a los otros tipos de estrellas calientes, existe el atlas de estrellas WC de Ee-nens et al. (1991), el de estrellas WN de Eenens et al. (1996), el de todos los tipos de estrellas Wolf-Rayet (WN, WC, WO) de Figer et al. (1997), y el de otros tipos peculiares de estrellas calientes con líneas de emisión (Ofpe, Of/WN, Be, B[e], LBV) de Morris et al. (1996).

Hay que señalar que la identificación de las líneas se debe realizar de forma conjunta con la clasificación del espectro, ya que la propia clasificación depende de los diagnósticos de las líneas identificadas, tal como se explicará más abajo. En bastantes ocasiones, la identificación de rasgos espectrales es ambigua debido a la proximidad en longitud de onda de algunas líneas presentes en tipos espectrales parecidos. En estos casos, se han buscado en la lista de líneas de interés astrofísico de Van Hoof¹ los elementos químicos y estados de ionización que más probablemente se muestran en el espectro (basándonos en rasgos espectrales visibles en los atlas para tipos espectrales similares), y que coinciden con las longitudes de onda observadas dentro de las incertidumbres teóricas y/o observacionales esperadas. El mismo método se ha utilizado para discernir aquellos rasgos espectrales que no aparecían identificados en los atlas.

La tabla 3.1 muestra las líneas identificadas en los espectros presentados en esta tesis. En ella, las líneas metálicas se presentan en dos grupos: las de metales ionizados que aparecen típicamente en estrellas calientes, y las de metales neutros que se muestran en estrellas frías. Las longitudes de onda son las que se medirían en el vacío; así pues, cuando en lo sucesivo

¹<http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic>

Tabla 3.1: Líneas espectrales identificadas en nuestros espectros, excluyendo los de tipo B[e], ordenadas de arriba abajo por longitud de onda en vacío.

Hidrógeno y Helio		Metales, estrellas calientes		Metales, estrellas frías	
H I	1.6811 μm	Si II	1.6911 μm	Al I	1.6723 μm
He II	1.6923 μm	Si II	1.6982 μm	Al I	1.6755 μm
He I	1.7007 μm	C IV	1.7323 μm	Al I	1.6768 μm
He II	1.7058 μm	C IV	1.7368 μm	Mg I	1.7113 μm
H I	1.7367 μm	N IV	1.7368 μm	Si I	2.0923 μm
He II	2.0379 μm	C IV	2.0697 μm	Mg I	2.1066 μm
He I	2.0587 μm	C IV	2.0794 μm	Al I	2.1099 μm
He II	2.0968 μm	C IV	2.0834 μm	Al I	2.1169 μm
He I	2.1126 μm	N V	2.0991 μm	Fe I	2.1184 μm
He I	2.1138 μm	Si III	2.1019 μm	C I	2.1266 μm
He II	2.1204 μm	N III	2.1038 μm	Si I	2.1360 μm
He II	2.1476 μm	C III	2.1080 μm	Na I	2.1458 μm
He I	2.1500 μm	C III	2.1098 μm	Sc I	2.1736 μm
He I	2.1614 μm	C III	2.1114 μm	Ti I	2.1789 μm
He I	2.1647 μm	N III	2.1151 μm	Si I	2.1885 μm
He II	2.1652 μm	C III	2.1154 μm	Ti I	2.1903 μm
H I	2.1661 μm	C III	2.1223 μm	Ti I	2.2010 μm
He II	2.1792 μm	Mg II	2.1375 μm	Na I	2.2062 μm
He I	2.1846 μm	C III	2.1394 μm	Na I	2.2090 μm
He II	2.1891 μm	Mg II	2.1438 μm	Ti I	2.2217 μm
He II	2.2165 μm	N III	2.2471 μm	Ti I	2.2239 μm
He II	2.2608 μm	C II	2.2493 μm	Fe I	2.2263 μm
		N III	2.2513 μm	Ti I	2.2280 μm
				Ti I	2.2450 μm
				Fe I	2.2479 μm
				Ca I	2.2614 μm
				Ca I	2.2631 μm
				Ca I	2.2657 μm

se mencione una longitud de onda, esta se entenderá medida en vacío. Sus valores concretos están extraídos de la lista de Van Hoof antes mencionada, excepto las de C III, N III, y C IV de la banda K, que han sido proporcionadas por F. Najarro (comunicación privada).

Diagnósticos y criterios de clasificación

Al no utilizar en esta tesis ningún diagnóstico novedoso para la clasificación espectral, aquí solo se explicarán de forma resumida los utilizados en los rangos de longitud de onda cubiertos por nuestros datos. Para mayor detalle, nos remitimos a los atlas espectrales antes citados.

De forma general, los espectros de estrellas de tipo tardío (a partir de F) contienen gran cantidad de líneas muy estrechas de metales neutros, cuya anchura está limitada por resolu-

ción espectral (para resolución media), y cuya ubicuidad no permite observar el continuo en nuestros rangos observados. En cambio, las estrellas OB contienen líneas de hidrógeno y helio algo más anchas, y algunas de metales (mayormente ionizados), cuya escasez sí permite que se observe el continuo en la mayor parte de las longitudes de onda. Por último, los espectros de estrellas WR se distinguen por sus extremadamente anchas e intensas líneas de emisión de helio y de CNO, estas últimas dependiendo del subtipo específico.

Más específicamente, los subtipos de temperatura de las estrellas O se distinguen principalmente a través de la relación de intensidades $\text{He II}/\text{He I}$, que va disminuyendo a medida que nos desplazamos hacia subtipos más tardíos. Secundariamente, nos podemos basar en las líneas metálicas presentes; por ejemplo, las líneas de C IV solo se pueden ser muy intensas en los tipos O intermedios, o las de N V solo se observan en los subtipos O más tempranos. Para las estrellas de tipo B, las líneas de He II ya han desaparecido, y el diagnóstico principal se basa en la intensidad de líneas de He I, que va disminuyendo hacia subtipos más tardíos, hasta que desaparece hacia los subtipos B intermedios en enanas, manteniéndose hasta B8-9 en supergigantes. Este diagnóstico es problemático para las supergigantes B tempranas, ya que no se empieza a observar un decremento significativo en las intensidades de He I hasta B4-5, aproximadamente. Como criterio secundario para estrellas B también se utilizan líneas metálicas, por ejemplo la presencia de características de C III, Si III y C II en los tipos B tempranos o de Fe II en los tardíos.

En cuanto a las clases de luminosidad, el criterio principal para estrellas OB es la anchura de las líneas de H, cuyas alas se extienden más cuanto menos luminosa es la estrella. Para su distinción visual es especialmente útil la separación entre $\text{Br-}\gamma$ y la línea de He I en $2.1614 \mu\text{m}$. De todas formas, para comparar la anchura de todos los perfiles de líneas de hidrógeno se han superpuesto espectros de subtipos similares del atlas de Hanson et al. (2005). Debemos hacer notar aquí que puede usarse esta interpretación para los perfiles de H siempre que estos no están significativamente contaminados por las emisiones típicas de vientos intensos. En caso contrario se favorece (aunque no se garantiza) la clasificación de tipo I. En el caso de que emisiones sean dominantes en las líneas de H y He, las estrellas son clasificadas como hipergigantes (tipos Ia+ o If+, dependiendo del resto de rasgos espectrales).

En el caso de las estrellas WR, se distinguen los tipos WN, WC y WO según las líneas metálicas predominantes sean de nitrógeno, carbono u oxígeno, respectivamente. De forma similar a las estrellas O, la distinción de subtipos numéricos se basa en la relación de intensidades $\text{He II}/\text{He I}$. Por otra parte, aquellos espectros de características intermedias entre O y WR son clasificadas como estrellas “slash” (Of/WN). Las estrellas donde predominan las líneas de emisión estrechas y muy intensas son clasificadas como Oe o Be. Si además se aprecian

líneas metálicas prohibidas de baja ionización, la estrella es clasificada como B[e]; para más información sobre este subtipo, véase el Apéndice A. Otras estrellas con emisiones particularmente intensas podrían ser clasificadas como LBVs, aunque para ello habría que comprobar su variabilidad.

Por último, debemos referirnos aquí a las estrellas de tipo tardío. Debido a que todas las tomas de datos espectroscópicos de esta tesis fueron diseñadas teniendo en cuenta solo los rangos de longitud de onda óptimos para observar diagnósticos para estrellas calientes, no se cuenta con métodos precisos para la clasificación de estrellas frías. Esto es especialmente cierto para las clases de luminosidad, pues su principal diagnóstico en el NIR serían las bandas de CO existentes en $\lambda > 2.29\mu\text{m}$, cuya intensidad aumenta con la luminosidad y disminuye con la temperatura. La longitud de onda más larga cubierta por nuestras observaciones de ISAAC/VLT es $2.27\mu\text{m}$, así que solo podremos emplear este diagnóstico sobre los pocos espectros de SofI/NTT de los que disponemos, que alcanzan longitudes de onda suficientes para observar la primea de las bandas de CO mencionadas ($^{12}\text{CO}(2, 0)$). Sí que podemos hacer una clasificación, aunque sea grosso modo, de tipos de temperatura, según los siguientes diagnósticos espectrales. La relación de intensidades entre líneas de hidrógeno y metálicas va decreciendo a medida que nos desplazamos hacia subtipos más tardíos dentro del rango de estrellas F y G. A lo largo de todo el rango entre F y M, el multiplete de Ca I en $2.26\mu\text{m}$ va aumentando de intensidad hacia tipos más tardíos, y las líneas de Na I se comportan de manera similar hasta alcanzar su máximo en torno a M0, tras el cual se mantienen estables o incluso decrecen levemente.

Los espectros de Mercer 30

Los espectros de estrellas de tipo temprano en el campo de Mercer 30 tomados con ISAAC/VLT se presentan en las Figs. 3.1 y 3.2, y aparecen identificados en la imagen NICMOS/HST de la Fig. 3.5. Gracias a que utilizamos datos espectroscópicos tomados independientemente por dos grupos (véase Sec. 2.2.1), casi la mitad de los espectros fueron observados en dos épocas en rangos comunes de longitud de onda. Por otra parte, los espectros de tipo tardío observados en el campo de Mercer 30 se presentan en la Fig. 3.3, y se identifican en la imagen VVV de la Fig. 3.4. Los identificadores de todos estos objetos y su clasificación espectral se presentan en la Tabla 3.2.

El objeto Mc30-06 presenta un inconveniente para su clasificación: aunque está observado como un espectro único por ISAAC/VLT, en la Fig. 3.5 se aprecia claramente que se compone de dos estrellas muy próximas entre sí, que NICMOS/HST puede resolver espacialmente a duras penas. A la estrella más brillante en K_S , situada al suroeste, la denominaremos Mc30-06a,

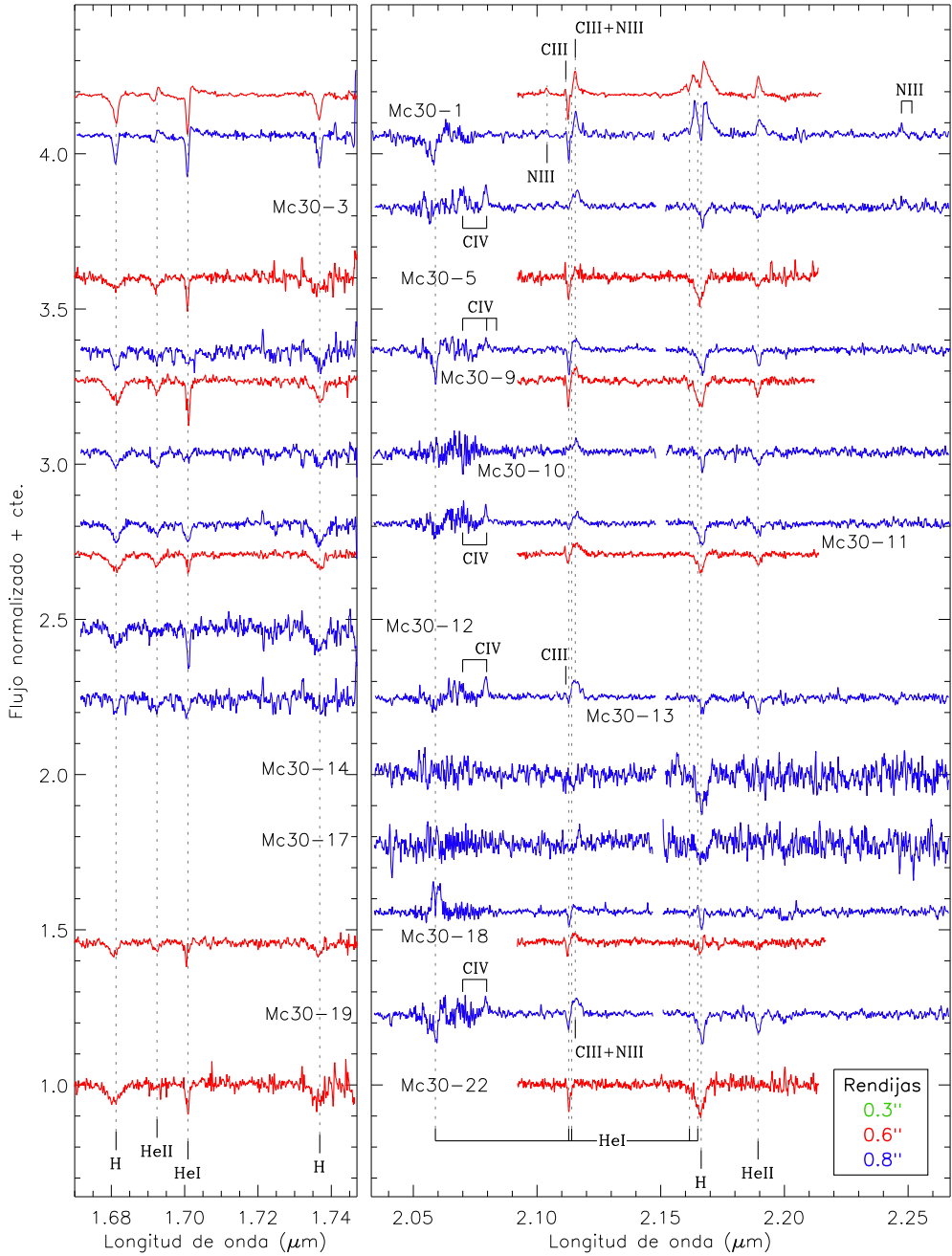


Figura 3.1: Espectros de las estrellas OB de Mercer 30, e identificación de rasgos espectrales. Se exceptúan los espectros con líneas de emisión intensas, que se presentan en la Fig. 3.2. Las longitudes de onda de las marcas de las líneas se han desplazado en concordancia con la velocidad radial del cúmulo, que se calcula en la Sec. 3.1.5. Los espectros observados por nuestro grupo son los correspondientes a la rendija de anchura 0.8''.

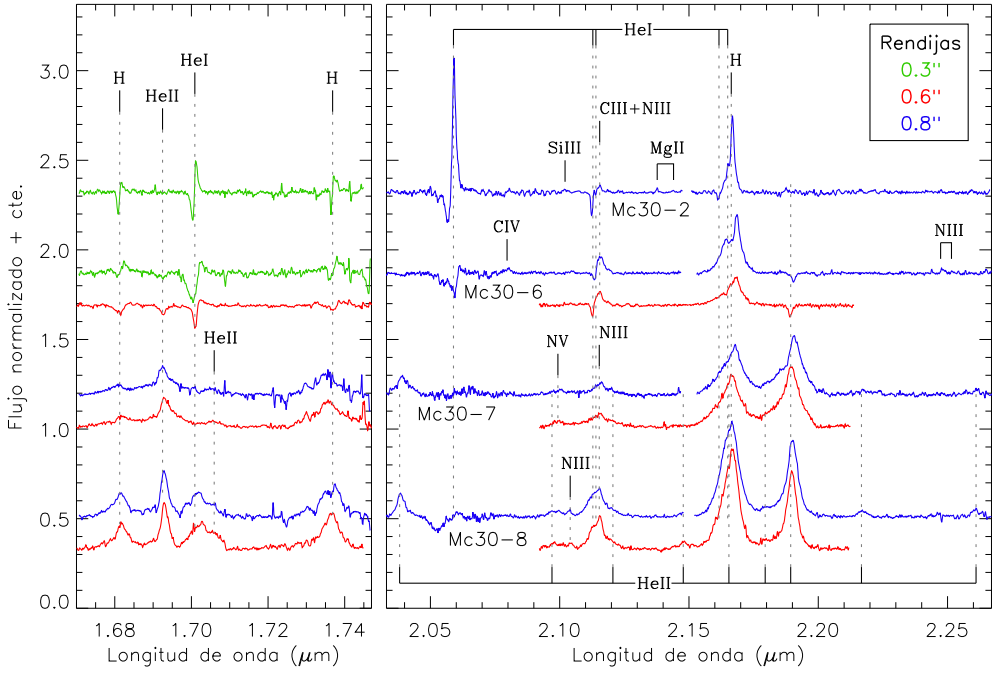


Figura 3.2: Espectros de estrellas de tipos tempranos con líneas de emisión intensas en Mercer 30, e identificación de rasgos espectrales. Las longitudes de onda de las marcas de las líneas se han desplazado en concordancia con la velocidad radial del cúmulo, que se calcula en la Sec. 3.1.5. Los espectros observados por nuestro grupo son los correspondientes a las rendijas de anchuras 0.8'' y 0.3''.

mientras que a la más tenue, al noreste, la llamaremos Mc30-06b (nótese que, aún así, la relación de brillos es próxima a 1). Como consecuencia, el espectro observado contiene en realidad contribuciones de ambas estrellas, aunque en muy diferentes proporciones según las diferentes posiciones y anchuras de rendija en las sucesivas épocas de observación, tal como se aprecia en la Fig. 3.6. Por ello, el espectro aparenta ser variable, mostrando en algunos casos preponderancia de líneas de tipo P-Cygni y emisiones intensas, y en otros de emisiones más débiles, y sobre todo, de absorciones estrechas. Examinando cuidadosamente las superposiciones de las rendijas sobre las correspondientes imágenes de adquisición de ISAAC/VLT, deducimos que la contribución dominante al espectro del año 2008 es la de Mc30-06b, estando contaminada por Mc30-06a. De la misma manera, los espectros de los años 2009 y 2011 los podemos considerar predominantemente de la estrella Mc30-06a con contaminación de Mc30-06b. Así, sabemos a qué estrella corresponde concretamente cada tipo de rasgo espectral, y a partir de ello inferimos un tipo espectral Ofpe/WN9 para Mc30-06a, y clasificamos Mc30-06b como O6 If.

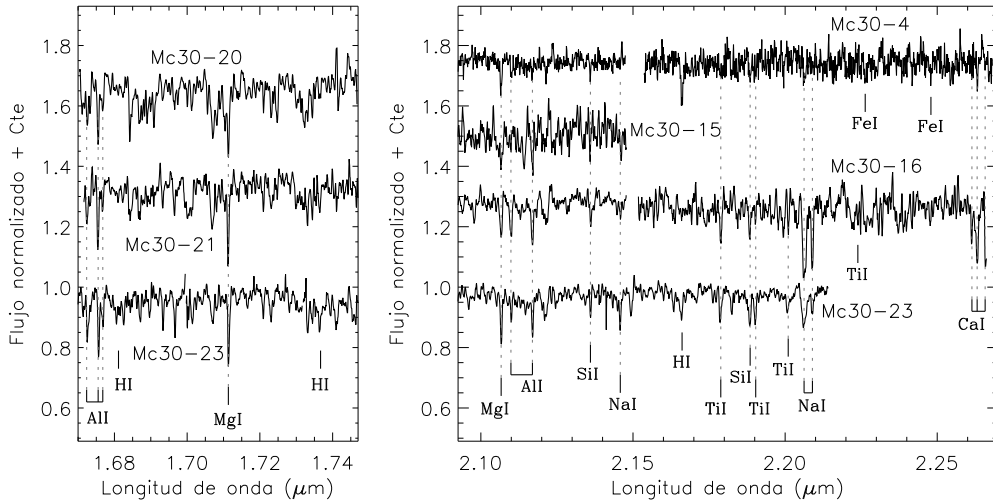


Figura 3.3: Espectros de tipos tardíos en el campo de Mercer 30, e identificación de líneas espectrales. A diferencia de las Figs. 3.1 y 3.2, las marcas de líneas espectrales están en su longitud de onda en reposo, mientras que los espectros han sido corregidos de velocidad radial (véase Sec. 3.1.5). Nótese que el único objeto observado en las dos bandas (H y K) es Mc30-23.

Entre los espectros observados se incluyen los cuatro objetos que ya clasificaron Kurtev et al. (2007), y que estos autores denominaron #1, #2, #3, y #4, correspondiendo respectivamente a nuestros objetos Mc30-08, Mc30-07, Mc30-06 y Mc30-01. La clasificación espectral inferida a partir de nuestros espectros para los tres primeros objetos es exactamente la misma que obtuvieron Kurtev et al. (2007). Y eso a pesar de que estos autores no resolvieron las dos contribuciones de Mc30-06, obteniendo para su espectro integrado el tipo espectral de la que ahora sabemos que es la componente más brillante en banda *K*. En cuanto a Mc30-01, Kurtev et al. (2007) obtuvieron una clasificación de WN de líneas débiles basándose en sus anchas emisiones en Br- γ y He II en $2.19 \mu\text{m}$. Sin embargo, al añadir en nuestras observaciones la banda K y al obtener mejor calidad (en S/N y poder de resolución) en banda H, hemos detectado estrechas componentes en absorción en las líneas de H y He, que nos conducen hacia clasificaciones de tipos O intermedios. En cuanto a la clase de luminosidad, las componentes anchas e intensas de emisión y los perfiles de tipo P-Cygni sugieren que se trata de una supergigante extremadamente luminosa o hipergigante.

En resumen, hemos identificado 18 estrellas de tipo temprano y 6 de tipo tardío en el campo de Mercer 30. Llama la atención que todas las de tipo temprano se localicen a distancias angulares menores a 15 segundos de arco del centro del cúmulo, mientras que las de tipo tardío están más distribuidas por las partes externas. Este hecho apunta a que las primeras son

Tabla 3.2: Identificación de objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 30 y su clasificación espectral.

Objeto	Ascensión recta	Declinación	Tipo espectral
Mc30-01	12 ^h 14 ^m 31.54 ^s	−62°58′54.3″	O6-7.5 If+
Mc30-02	12 ^h 14 ^m 31.64 ^s	−62°58′48.1″	B1-4 Ia+
Mc30-03	12 ^h 14 ^m 31.65 ^s	−62°58′45.1″	O6 If
Mc30-04	12 ^h 14 ^m 22.11 ^s	−62°58′59.9″	F-G
Mc30-05	12 ^h 14 ^m 30.82 ^s	−62°58′53.2″	O7-8 IV-V
Mc30-06a	12 ^h 14 ^m 31.73 ^s	−62°58′52.1″	Ofpe/WN9
Mc30-06b	12 ^h 14 ^m 31.83 ^s	−62°58′51.8″	O6 If
Mc30-07	12 ^h 14 ^m 33.10 ^s	−62°58′51.0″	WN6
Mc30-08	12 ^h 14 ^m 33.91 ^s	−62°58′48.7″	WN7
Mc30-09	12 ^h 14 ^m 33.03 ^s	−62°58′41.9″	O6-7 I-III
Mc30-10	12 ^h 14 ^m 32.04 ^s	−62°58′52.2″	O4 I-III
Mc30-11	12 ^h 14 ^m 32.10 ^s	−62°58′49.6″	O5.5-6 I-II
Mc30-12	12 ^h 14 ^m 32.18 ^s	−62°58′46.9″	O7.5-8.5 III-V
Mc30-13	12 ^h 14 ^m 32.73 ^s	−62°58′55.0″	O5.5-6 I-II
Mc30-14	12 ^h 14 ^m 31.33 ^s	−62°58′42.3″	O9-B3 II-V
Mc30-15	12 ^h 14 ^m 27.46 ^s	−62°58′6.2″	G-M
Mc30-16	12 ^h 14 ^m 26.55 ^s	−62°57′57.7″	K-M
Mc30-17	12 ^h 14 ^m 32.19 ^s	−62°58′50.7″	O8.5-B1 II-V
Mc30-18	12 ^h 14 ^m 32.34 ^s	−62°58′48.1″	O7.5-8.5 I-II
Mc30-19	12 ^h 14 ^m 32.53 ^s	−62°58′42.8″	O6.5-7 I-III
Mc30-20	12 ^h 14 ^m 30.79 ^s	−62°58′39.5″	K-M
Mc30-21	12 ^h 14 ^m 33.90 ^s	−62°58′7.9″	K-M
Mc30-22	12 ^h 14 ^m 31.41 ^s	−62°59′1.4″	O9 III-V
Mc30-23	12 ^h 14 ^m 29.44 ^s	−62°58′58.9″	G

miembros genuinos del cúmulo, mientras que las segundas son de campo y seguramente situadas a diferentes distancias. De hecho, a partir de la teoría de evolución estelar sabemos que en cúmulos jóvenes solo cabría esperar dos tipos de estrellas de tipo tardío: las de la parte menos luminosa de la MS y las RSGs (véase Sec. 1.1.1). Las primeras serían varias magnitudes más tenues que las enanas OB, (por ejemplo, Mc30-14 o Mc30-22), y por tanto prácticamente indetectables en Mercer 30. Por el contrario, las RSGs son tan intrínsecamente brillantes en el NIR que, de estar presentes, dominarían la luz infrarroja del cúmulo (como ocurre con todos los cúmulos de RSGs conocidos; véase por ejemplo Figer et al. 2006; Davies et al. 2007; Negueruela et al. 2010). Se pueden descartar ambas posibilidades mediante la simple inspección ocular de la imagen VVV (Fig. 3.4), o de modo más cuantitativo, por comparación de los datos fotométricos que presentaremos en la Sec. 3.1.2. En todo caso, evidencias adicionales para confirmar o descartar el estatus de miembro de Mercer 30 para estrellas espectroscópicamente observadas serán presentadas en la Sec. 3.1.5.

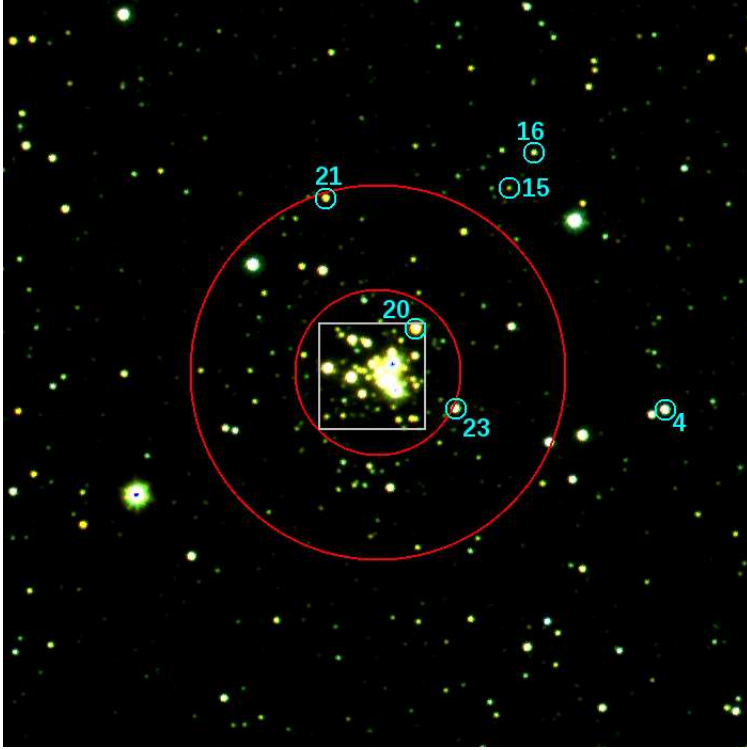


Figura 3.4: Imagen en colores falsos (rojo = K_S , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de Mercer 30 tomada del sondeo público VVV. El centro de la imagen está situado en $\alpha = 12^h 14^m 32.15^s$, $\delta = -62^\circ 58' 50.1''$ (J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado los objetos observados espectroscópicamente cuya clasificación es de tipo tardío. El cuadrado gris corresponde al área de cielo cubierta por la imagen de la Fig. 3.5. Las circunferencias rojas, de radios $20''$ y $45''$, delimitan las áreas donde se han utilizado los datos fotométricos de NICMOS/HST y VVV para la caracterización del cúmulo (véase Sec. 3.1.2).

3.1.2. Resultados fotométricos

Transformación entre sistemas fotométricos y de coordenadas

Para la fotometría de Mercer 30 utilizamos dos fuentes complementarias. Por una parte, los datos de NICMOS/HST reducidos por Christine Trombley (ver Sec. 2.1.1), cuya alta resolución espacial permite resolver las partes más densas del cúmulo. Por otra, los de VVV extraídos por Sebastián Ramírez Alegría (ver Sec. 2.1.3), que abarca angularmente el suficiente área de cielo como para cubrir enteramente el cúmulo, incluyendo toda la periferia. Concretamente, utilizaremos la fotometría NICMOS/HST para radios angulares $r \leq 20''$ (tomando como centro de Mercer 30 $\alpha = 12^h 14^m 32.15^s$, $\delta = -62^\circ 58' 50.1''$) y los datos procedentes de VVV para $r > 20''$.

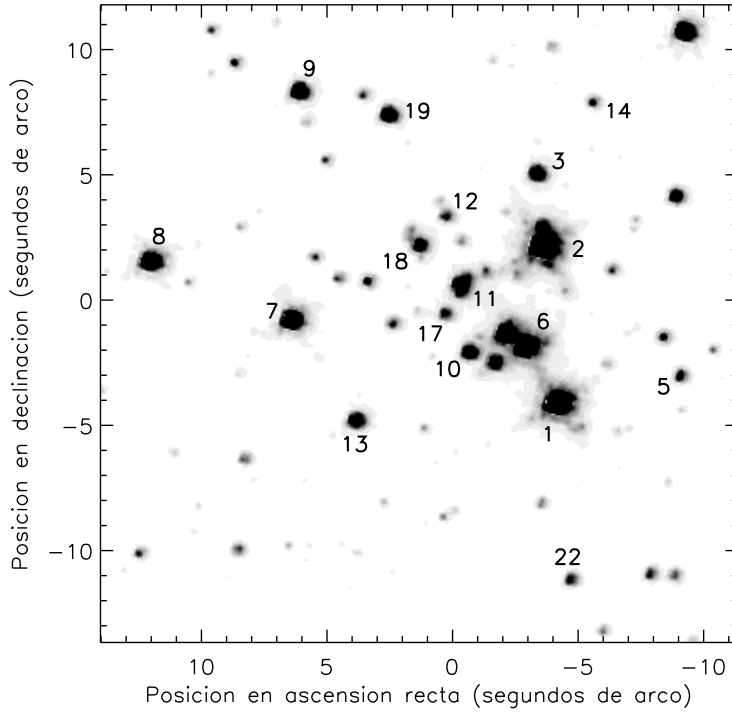


Figura 3.5: Imagen en la banda F222M de NICMOS/HST del Mercer 30, donde se etiquetan aquellos objetos observados espectroscópicamente y clasificados como de tipo temprano. El origen de coordenadas corresponde al centro de la Fig. 3.4, es decir, $\alpha = 12^h 14^m 32.15^s$, $\delta = -62^\circ 58' 50.1''$ (J2000).

Para poder abordar el cúmulo en su totalidad, tendremos que aplicar una transformación entre ambos sistemas fotométricos. Desafortunadamente, dicha transformación no es trivial. Como además, las curvas de transmisión de los filtros de NICMOS/HST y de VVV son bastante diferentes, esta transformación dependerá en gran medida de tipos espectrales y enrojecimiento (véase la discusión de Stephens et al. 2000). Aunque Kim et al. (2005) ya encontraron una transformación entre K_S y F222M dependiente del color, esta es solo válida para el rango $0.110 \leq F160W - F222M \leq 0.344$, mientras que la mayor parte de los resultados fotométricos de Mercer 30 tienen colores significativamente más rojos.

Por ello, hemos preferido construir nuestra propia transformación entre sistemas fotométricos; para el caso de Mercer 30, esta tarea en concreto fue llevada a cabo por nuestro colaborador Sebastián Ramírez Alegría, de la forma que se expone a continuación. En primer lugar, se seleccionaron los objetos que las dos muestras tenían en común. Se descartaron aquellos con magnitudes $H < 13$ para evitar el régimen de no linealidad de la fotometría VVV (Gonzalez et al. 2011; Saito et al. 2012), así como aquellos con $H > 16.5$ por tener incertidumbres que

Tabla 3.3: Fotometría de estrellas observadas espectroscópicamente en Mercer 30, especificando la fuente de la que se ha extraído.

Objeto	H	K_S	Fuente
Mc30-01	9.06 ± 0.01	8.54 ± 0.01	HST
Mc30-02	8.63 ± 0.01	8.14 ± 0.01	HST
Mc30-03	11.62 ± 0.02	11.09 ± 0.02	HST
Mc30-04	10.99 ± 0.04	10.71 ± 0.04	VVV
Mc30-05	13.06 ± 0.03	12.56 ± 0.04	HST
Mc30-06a	9.56 ± 0.01	9.02 ± 0.01	HST
Mc30-06b	10.25 ± 0.01	9.66 ± 0.01	HST
Mc30-07	10.25 ± 0.01	9.67 ± 0.01	HST
Mc30-08	10.30 ± 0.01	9.64 ± 0.01	HST
Mc30-09	11.25 ± 0.02	10.68 ± 0.02	HST
Mc30-10	11.84 ± 0.02	11.28 ± 0.02	HST
Mc30-11	11.33 ± 0.02	10.77 ± 0.02	HST
Mc30-12	13.17 ± 0.03	12.66 ± 0.04	HST
Mc30-13	11.63 ± 0.02	11.13 ± 0.02	HST
Mc30-14	13.39 ± 0.03	12.94 ± 0.05	HST
Mc30-15	14.027 ± 0.006	13.524 ± 0.002	VVV
Mc30-16	13.08 ± 0.01	12.881 ± 0.002	VVV
Mc30-17	13.00 ± 0.03	12.46 ± 0.04	HST
Mc30-18	11.99 ± 0.02	11.51 ± 0.02	HST
Mc30-19	11.67 ± 0.02	11.09 ± 0.02	HST
Mc30-20	10.42 ± 0.01	9.68 ± 0.01	HST
Mc30-21	12.24 ± 0.04	11.57 ± 0.03	VVV
Mc30-22	13.36 ± 0.03	12.87 ± 0.04	HST
Mc30-23	11.42 ± 0.04	11.08 ± 0.04	VVV

excedían lo razonable (~ 0.2 mag). Mediante ajuste lineal por mínimos cuadrados respecto a los colores, se llegó a las siguientes ecuaciones:

$$H = F160W - 0.164 \cdot (F160W - F222M) - 0.208 \quad (3.1)$$

$$K_S = F222M + 0.082 \cdot (F160W - F222M) - 0.191 \quad (3.2)$$

Como resultado, la fotometría de las estrellas observadas espectroscópicamente en Mercer 30 se presenta en la tabla 3.3. De aquí en adelante, utilizaremos para este cúmulo la denominación de “objetos HST” para aquellos situados en la región $r < 20''$ y “objetos VVV” para el resto, aunque la fotometría asociada a los primeros haya sido convertida a magnitudes H y K_S .

Dado que las astrometrías asociadas a ambas observaciones no coinciden exactamente, elegimos las de VVV; son estas las que figuraban en la Tabla 3.2. Para ello, hemos aplica-

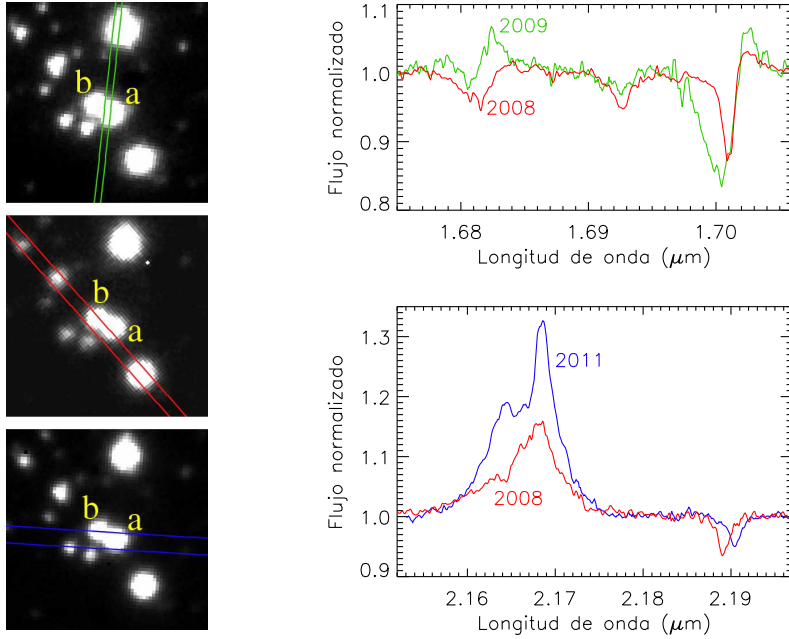


Figura 3.6: Izquierda: posiciones de rendija con que se ha observado el objeto Mc30-06, dibujadas sobre porciones de $10'' \times 10''$, centradas en dicho objeto, de las correspondientes imágenes de adquisición de ISAAC/VLT. Las dos componentes estelares de la fuente, etiquetadas como *a* y *b*, se pueden apreciar en las imágenes, aunque no tan bien resueltas como en la imagen de NICMOS/HST (Fig. 3.5). Derecha: comparación de los espectros extraídos en cada época, en aquellos rangos de longitud de onda donde las variaciones son más evidentes. En ambas partes de la figura se sigue el mismo código de colores para las anchuras de rendija que en la Fig. 3.2.

do a las fuentes NICMOS/HST (es decir, las situadas en $r < 20''$) la siguiente transformación de coordenadas (también encontrada por nuestro colaborador Sebastián Ramírez Alegría): $\alpha_{VVV} = \alpha_{HST} + 0.226''$, $\delta_{VVV} = \delta_{HST} - 0.429''$.

Diagrama color-magnitud y fuentes contaminantes

La gran mayoría de los objetos HST de Mercer 30 resultan tener colores comprendidos en el rango $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$. Es más, todas las estrellas OB y WR confirmadas espectroscópicamente, así como todas las fuentes HST con $K_S < 13.8$, están dentro de dicho rango, sin que haya una sola excepción. Estos hechos nos sugieren utilizar la condición $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$ como corte de color para identificar fotométricamente candidatos a miembros masivos calientes del cúmulo. Con el propósito de demostrar la validez de este criterio, construimos el perfil radial de densidad de estrellas, descartando aquellas más tenues que $K_S = 15$ para minimizar posibles problemas de completitud de la muestra. Este perfil se muestra en forma de histogra-

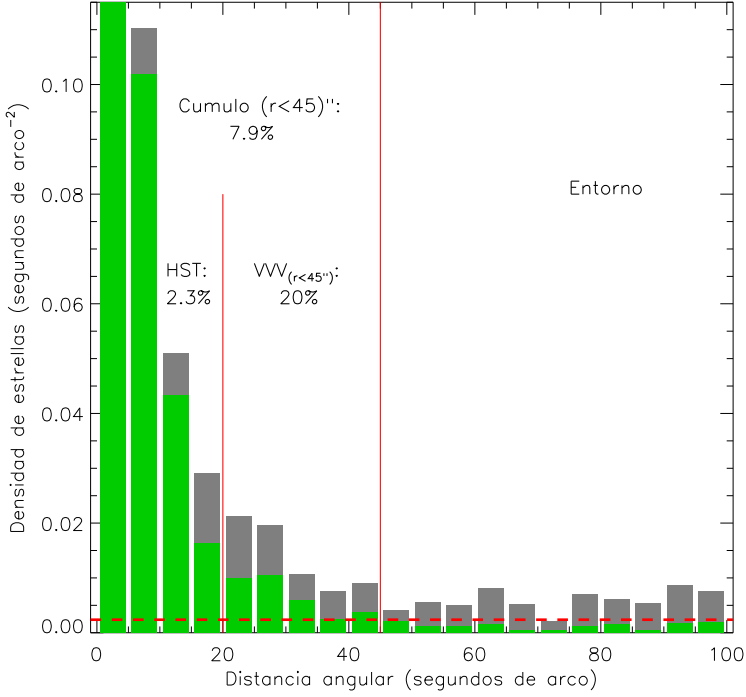


Figura 3.7: Perfil radial de densidad superficial de estrellas, centrado en $\alpha = 12^h 14^m 32.15^s$, $\delta = -62^\circ 58' 50.1''$ (J2000), en forma de histograma a intervalos concéntricos de 5 segundos de arco. Las barras grises representan la población total de magnitudes $K_S < 15$, mientras que las barras verdes muestran la parte de ellos que cumple la condición $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$. Para una mejor visualización, se han dejado fuera del rango del eje de densidades los resultados para el primer intervalo radial, que son 0.2037 y 0.2164. Las líneas rojas continuas muestran los cortes radiales que se han tomado para la fotometría HST ($r = 20''$) y para la frontera entre el cúmulo y el campo ($r = 45''$), y la roja discontinua está dibujada al nivel de $2 \cdot \rho_{[0.4, 0.7]}^{\text{Field}}$ (ver texto). Cada porcentaje representa una estimación de la proporción de fuentes contaminantes con $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$.

ma en la Fig. 3.7, diferenciando las fuentes que cumplen el corte de color arriba mencionado (partes verdes de las barras) de las que no lo cumplen (partes grises). Se puede apreciar que las primeras dominan el aumento de densidad de estrellas hacia el centro del cúmulo, mientras que las últimas contribuyen a un nivel aproximadamente constante en toda la cobertura angular de cielo ($r = 100''$). Esto claramente implica que aquellos objetos con $K_S < 15$ que no cumplen el corte de color $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$ pueden ser descartados como miembros OB y WR de Mercer 30.

No obstante, sí habrá algunos objetos que caigan dentro del rango $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$ que no pertenezcan al cúmulo, a los que llamaremos contaminantes. Para estimar la proporción de fuentes contaminantes, hacemos un promedio de las densidades de objetos situados

en $50'' < r < 100''$ que cumplen el corte de color arriba definido, dando como resultado $\rho_{[0.4,0.7]}^{\text{Field}} = 0.00119 \text{ arcsec}^{-2}$, es decir, el 19 % de todos los objetos presentes en ese anillo de cielo. Aprovechamos aquí para definir la frontera exterior del cúmulo como el radio angular para el cual la densidad superficial de estrellas cae por debajo de un nivel $2 \cdot \rho_{[0.4,0.7]}^{\text{Field}}$ (línea roja discontinua en la Fig. 3.7), que resulta ser $r \approx 45''$. Entonces, asumiendo que la densidad de contaminantes $\rho_{[0.4,0.7]}^{\text{Field}}$ es constante, calculamos lo que estos contribuyen al área de cielo del cúmulo que acabamos de definir ($r < 45''$), así como a cada una de las subregiones de fuentes HST ($r < 20''$) y VVV ($20'' < r < 45''$). Los resultados se presentan en forma de porcentajes de contaminantes en la Fig. 3.7, correspondiéndose con las probabilidades de que estrellas en esas zonas de cielo no pertenezcan al cúmulo aunque cumplan nuestro criterio de color.

Tomando solo las fuentes dentro de la frontera del cúmulo (es decir, con $r < 45''$), construimos el diagrama color-magnitud (CMD) de la Fig. 3.8. Se puede apreciar claramente que, mientras las fuentes HST están bastante concentradas dentro del corte de color $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$, los objetos VVV están mucho más repartidos a lo ancho del diagrama. Mediante la comparación entre el CMD y los tipos espectrales de la Tabla 3.2, se observan dos pequeños saltos en K_S entre miembros del cúmulo, relacionados con las clases de luminosidad en tipos tempranos. El primero, en $K_S \approx 10$, separa las WR e hipergigantes (o supergigantes muy luminosas) de las supergigantes menos luminosas, y estas últimas están separadas mediante el segundo salto, en $K_S \approx 12$, de las no supergigantes. De los dos últimos grupos, 13 de los 17 objetos incluidos dentro del corte de color han sido espectroscópicamente observados, lo que implicará un conocimiento casi completo de la población más luminosa de Mercer 30. Esto es lo que realmente nos va a permitir realizar una caracterización extraordinariamente precisa, si nos basamos en esta población, pues todos los espectros correspondientes a estas 13 estrellas (presentados en las Figs. 3.1 y 3.2) tienen una S/N suficiente como para efectuar un ajuste adecuado mediante modelos.

3.1.3. Análisis cuantitativo

El código CMFGEN

Para ajustar modelos de atmósferas estelares a nuestros espectros, hemos utilizado el código CMFGEN (Hillier 1990; Hillier y Miller 1998), que fue creado específicamente para estrellas calientes con atmósferas en expansión. CMFGEN resuelve de forma iterativa la ecuación de transporte radiativo en geometría esférica, bajo condiciones de No-Equilibrio Termodinámico Local (NLTE) y de *line-blanketing*², para modelos atómicos de hidrógeno, helio, y metales

²Término de muy difícil traducción al castellano, que solo se encuentra en literatura científica especializada, por lo que se ha preferido mantener la expresión original en inglés. Posibles traducciones como “bloqueo de líneas”,

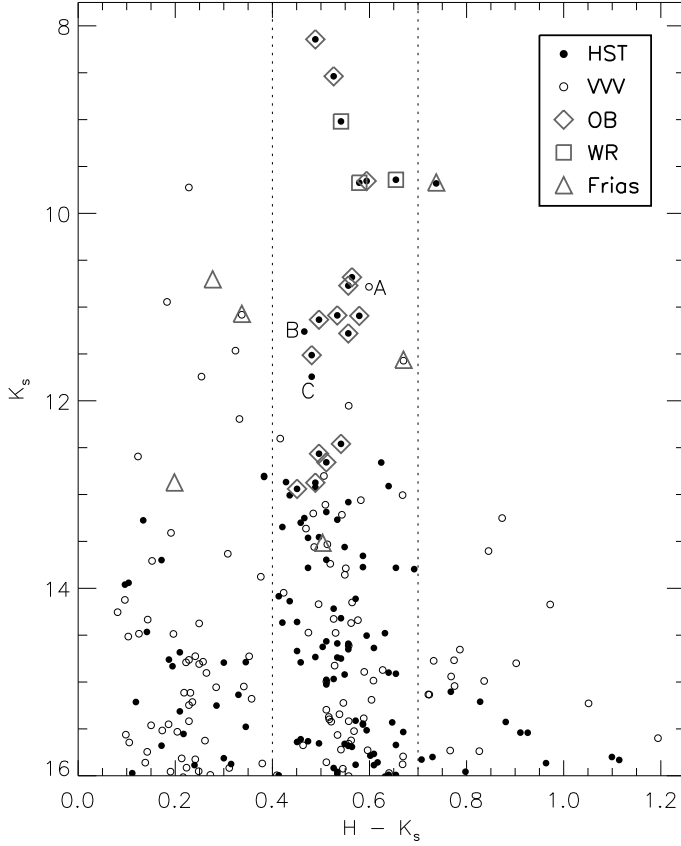


Figura 3.8: Diagrama color-magnitud de Mercer 30, donde los cortes de color para la selección de candidatos de miembros masivos de tipos tempranos están marcados por líneas de puntos. Se distinguen las fuentes HST y VVV, y aparecen marcadas con símbolos las estrellas observadas espectroscópicamente, incluso aunque se sitúen a radios $r > 45''$. Véase Sec. 3.1.6 para la discusión de los objetos etiquetados como A, B, C.

como C, N, O, Fe, Si, etc.. Los parámetros de entrada del código son los siguientes:

- La temperatura efectiva, T_{eff} .
- El radio estelar, R_* . Alternativamente, en el caso de vientos poco densos, se puede introducir la temperatura efectiva T_{eff} y la gravedad superficial g , tomándose ambas a profundidad óptica $\tau = 2/3$, para encontrar la solución hidrostática exacta; en caso contrario g y T_{eff} se derivan.
- El ritmo de pérdida de masa, \dot{M} .

“arropamiento”, o “retrocalentamiento por líneas” no expresan bien el significado del término y sus matices.

- La ley de velocidad $v(r)$, parametrizada mediante el exponente β y la velocidad terminal, v_∞ (ver ecuación 1.3).
- La velocidad característica de microturbulencia, ξ_{mic} .
- Las abundancias químicas en la superficie de la estrella, X_{H} , Y_{He} , Z_{C} , Z_{N} , Z_{O} , Z_{Fe} , etcétera, que en esta tesis tomaremos en fracción de masa.
- Los coeficientes CL_1 , CL_2 , CL_3 , CL_4 de la ley de inhomogeneidad $f_{\text{cl}}(r)$ (Sec. 1.1.2).

Nótese que aunque para el último punto se utilicen los coeficientes de la ley de inhomogeneidad de Najarro et al. (2009), basta con hacer $CL_4 = CL_1$ para recuperar la ley de Hillier y Miller (1999) con $a = CL_1$ y $b = CL_2$ (compárense las ecuaciones 1.5 y 1.6). Por otra parte, no todos los parámetros de la anterior lista se ajustan simultáneamente, pues los tres primeros están relacionados por la ley de Stefan-Boltzmann. Mientras que para las estrellas OB se introduce T_{eff} y se deriva R_* para una distancia dada, en el caso de las WR se hace a la inversa, ya que la superficie de la estrella está oculta bajo el denso viento, impidiendo derivar unívocamente la temperatura a $\tau = 2/3$ a partir del espectro.

El código CMFGEN produce un espectro sintético a una resolución nominal dada a priori, que debe ser muy superior a la de las observaciones. Para poder llevar a cabo el ajuste, este espectro se desplaza según la velocidad radial de la estrella, v_{LSR} , y se convoluciona con los siguientes perfiles:

- La función Gaussiana cuya anchura corresponde a la resolución espectral observada, R .
- La función seno cardinal correspondiente a la rotación de la estrella, para una velocidad de rotación proyectada $v \sin i$.
- La función de distribución radial-tangencial correspondiente a la macroturbulencia, parametrizada por la velocidad característica ζ_{mac} .

Mientras que R ya viene determinada por la configuración instrumental, $v \sin i$ y ζ_{mac} deben ajustarse a posteriori para reproducir los perfiles de líneas del espectro observado.

Los resultados de los modelos no solo deben ajustarse a las características de los espectros, que en esta tesis se presentan normalizados en flujo, sino también a las observaciones fotométricas de los objetos. Esta tarea no puede efectuarse antes de haber confeccionado cada modelo, ya que las magnitudes asociadas a un modelo concreto se derivan a posteriori del espectro de salida mediante fotometría sintética. Por ello, primero se genera un modelo con radio arbitrario, y por tanto, con luminosidad también arbitraria, que se ajuste al espectro observado. Tras

derivar las magnitudes sintéticas, se enrojecen según la diferencia entre los colores $H - K_S$ intrínsecos y observados y la ley de extinción (que se explicará en la Sec. 3.1.4), y se calcula la magnitud aparente según la distancia al cúmulo (tal como se calcula en la Sec. 3.1.4 en el caso de Mercer 30). Entonces, se calcula el factor por el que ha de multiplicarse L_* para hacer coincidir las magnitudes aparentes del modelo con las observadas, y de acuerdo con ello se escalan R_* y \dot{M} de forma que se mantenga constante el radio transformado, $R_T \propto R_*(v_\infty \sqrt{f_{cl}}/\dot{M})^{2/3}$ (Schmutz et al. 1989). Para más detalles de este método de escalado, consúltese Hillier y Miller (1999).

La red de modelos

Nuestro grupo dispone de una red de modelos CMFGEN en constante actualización, que en el momento de escribir estas líneas cuenta con más de 2000 modelos. Cubre los espacios de parámetros que se esperan para casi todas las estrellas tempranas que detectamos en nuestros cúmulos, lo cual incluye abundancias Galácticas, es decir cercanas a las solares (Asplund et al. 2009) con ciertas variaciones de He y CNO.

Más específicamente, las temperaturas efectivas y gravedades superficiales para estrellas OB abarcan todos sus subtipos y clases de luminosidad, desde hipergigantes hasta enanas. También se abarcan todos los subtipos de estrellas WN y WC, incluyendo las ricas en hidrógeno, y para ritmos de pérdida de masa muy diferentes, desde aquellas estrellas con los vientos más densos hasta las llamadas estrellas “slash” (Of/WN), llegando a superponerse con las estrellas Of con vientos más extremos. Los únicos tipos espectrales tempranos incluidos en nuestra muestra espectroscópica de cúmulos que no están cubiertos por la red son aquellos que no pueden ser modelados con CMFGEN por no presentar geometría esférica: las estrellas calientes con discos (en particular, las de tipo B[e]).

Por cada estrella temprana perteneciente a los tipos espectrales arriba descritos, buscamos el modelo que mejor se ajusta al espectro, empleando diagnósticos en las bandas H y K similares a los de la clasificación espectral (Sec. 3.1.1); explicamos estos diagnósticos de forma básica a continuación. Las relaciones de intensidades entre líneas de He I y He II son las adecuadas para encontrar T_{eff} en los subtipos O y WR. El parámetro g puede ser bien determinado para tipos OB a partir de las líneas de hidrógeno de absorción pura, pues estas son fotosféricas; esta determinación se dificulta a medida que las líneas de absorción se van contaminando por las emisiones típicas de los vientos y los efectos de las inhomogeneidades, como suele ocurrir para las supergigantes e hipergigantes. Por otro lado, en aquellos objetos que sí están muy contaminados por vientos, los perfiles de emisión son útiles para obtener de forma precisa (y más cuanto más densos sean los vientos) de \dot{M} y $f_{cl}(r)$, así como para averiguar los parámetros de

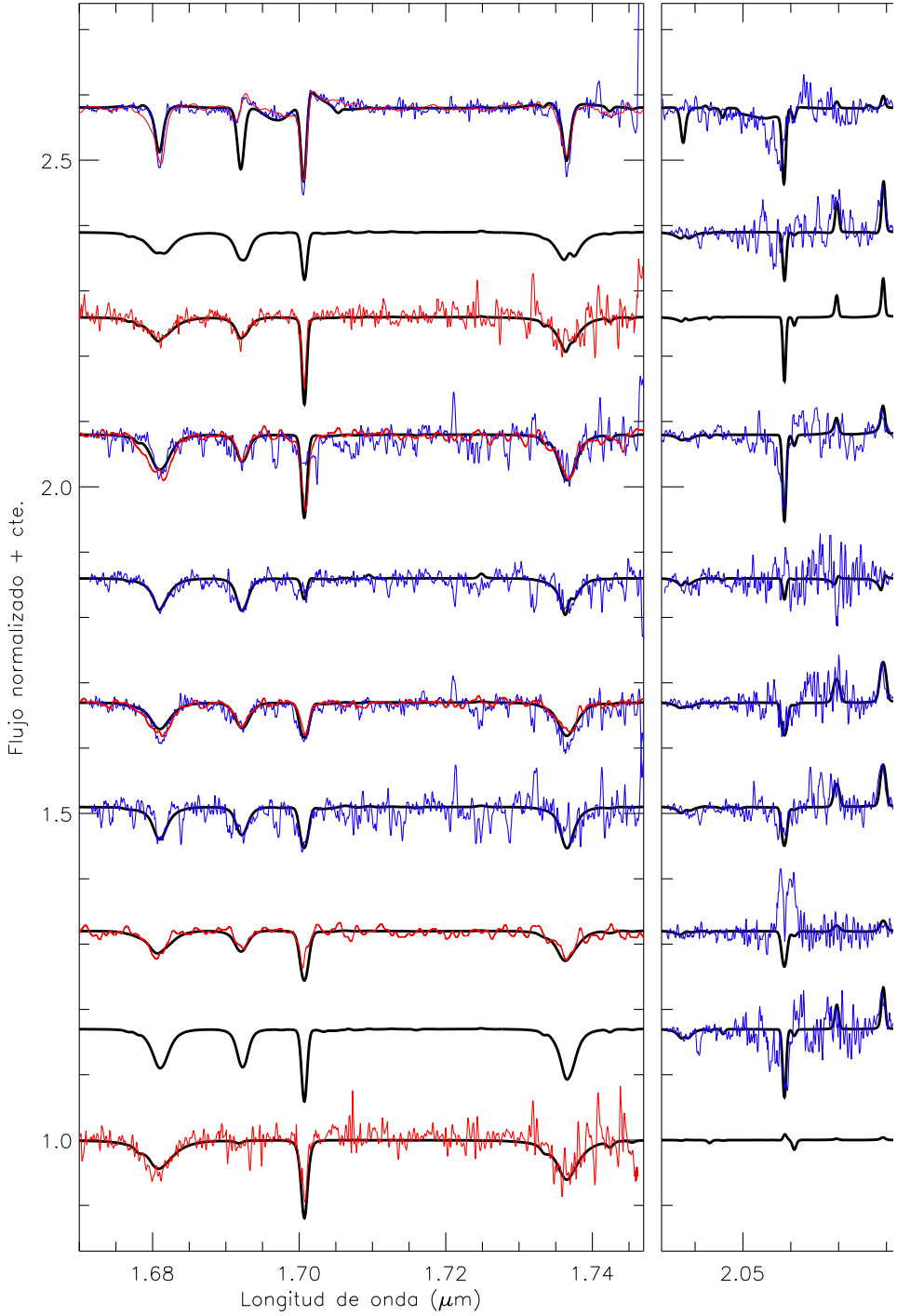
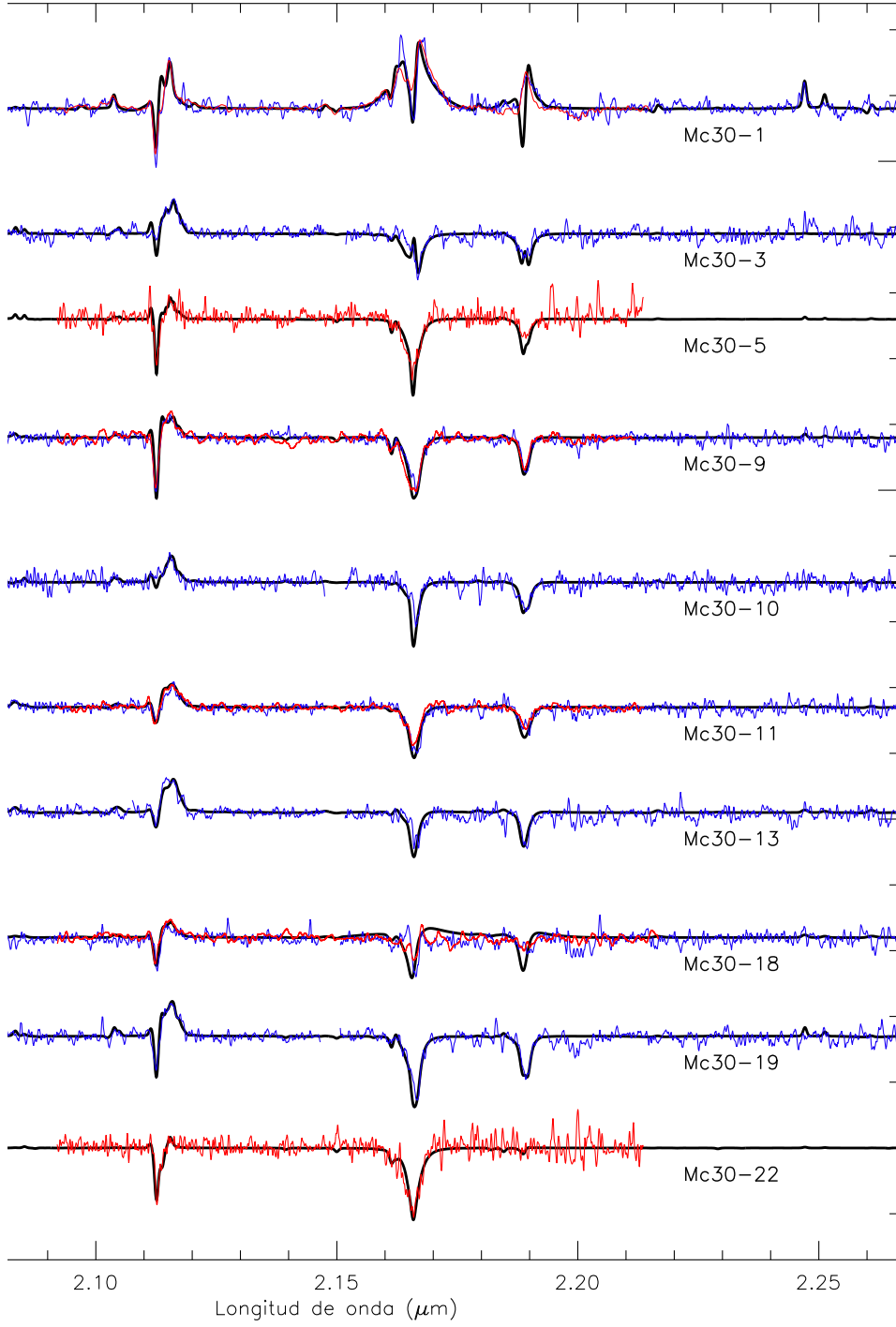


Figura 3.9: Ajustes de espectros sintéticos (líneas negras) de salida de los modelos CMFGEN a los espectros que se presentan en la Fig. 3.1 (excepto Mc30-12, Mc30-14 y Mc30-17, véase texto), siguiendo el



mismo código de colores. Los espectros observados han sido corregidos de velocidad radial según los valores de las Tablas 3.7 y 3.11.

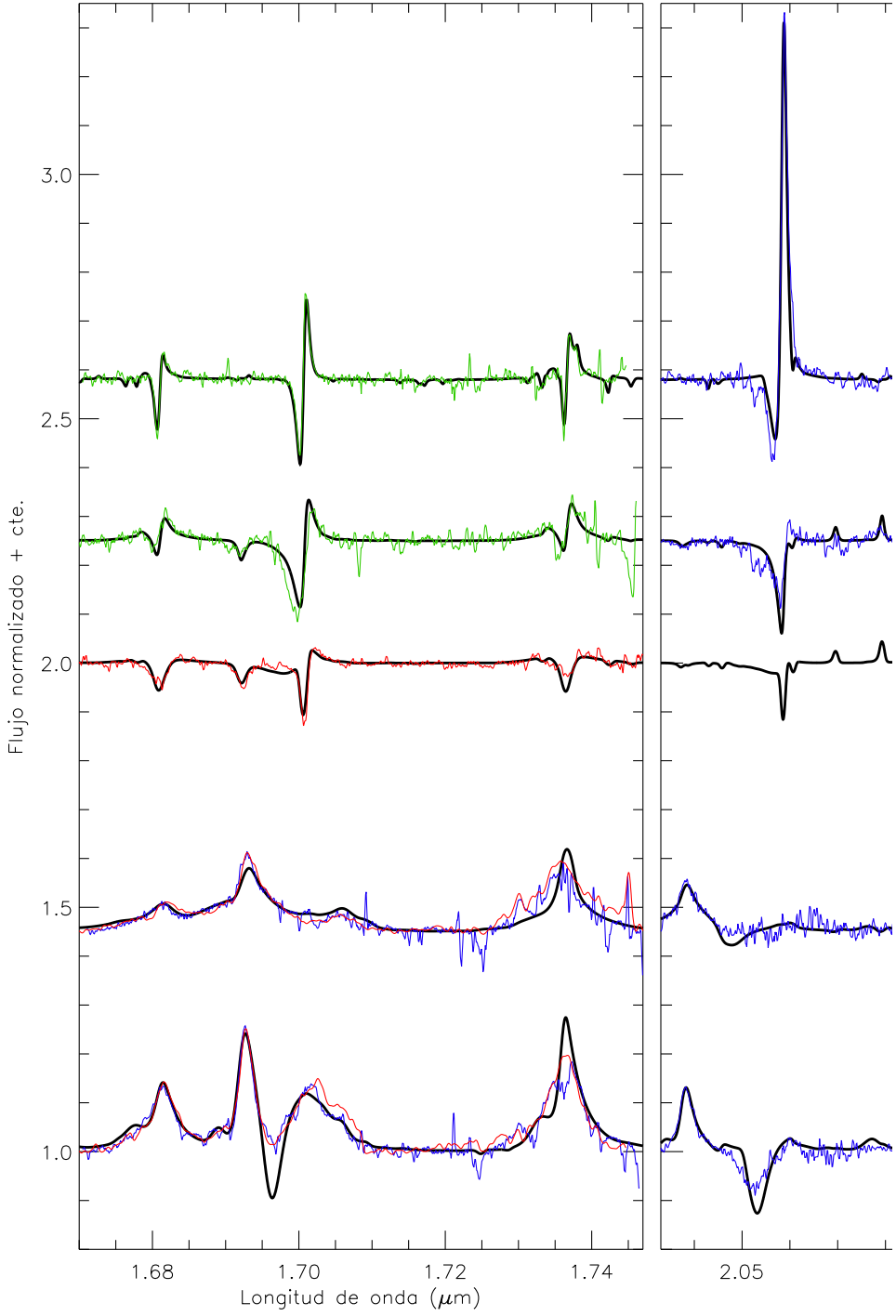
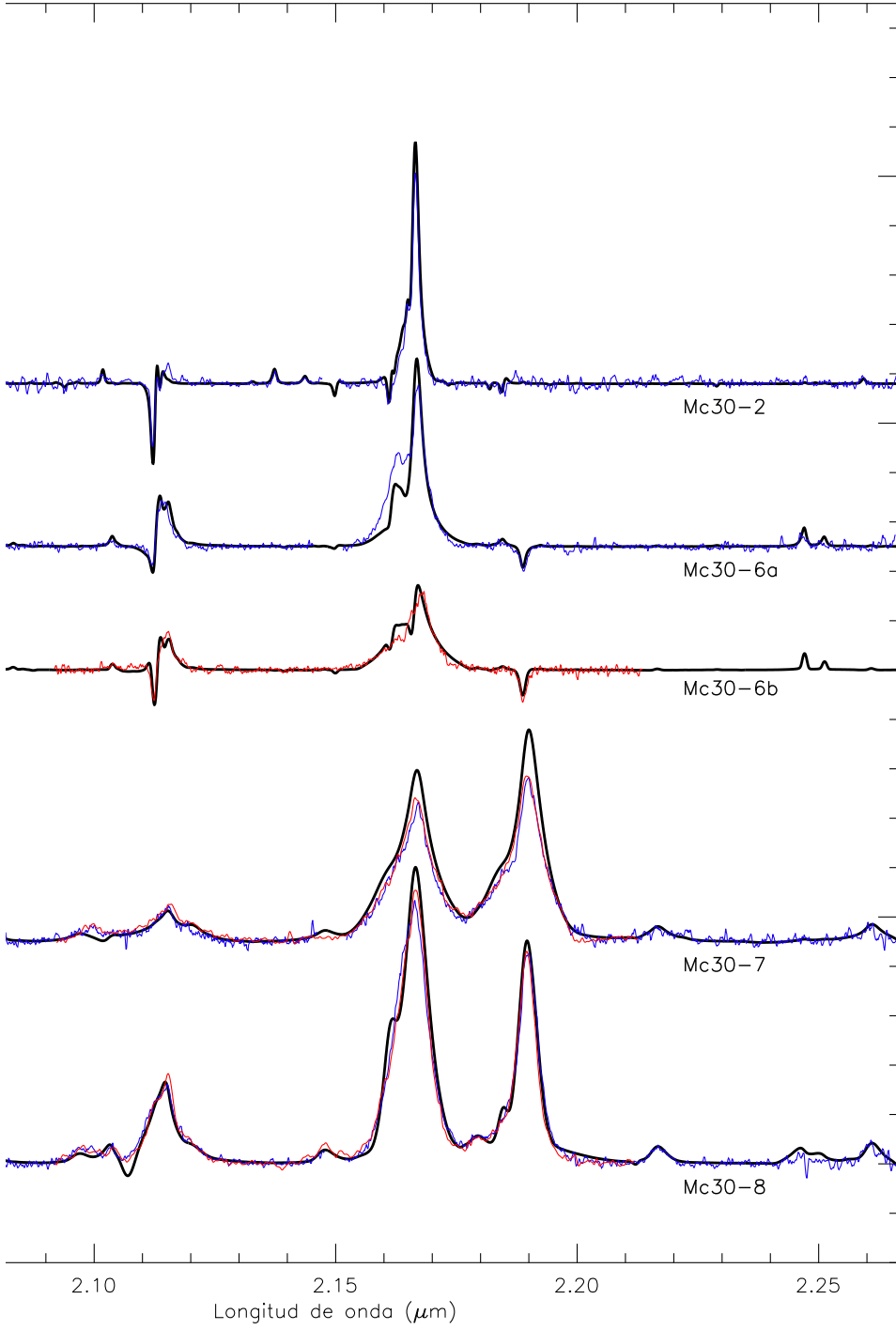


Figura 3.10: Ajustes de espectros sintéticos (líneas negras) de salida de los modelos CMFGEN a los espectros que se presentan en la Fig. 3.2, siguiendo el mismo código de colores. Los espectros observados



han sido corregidos de velocidad radial según los valores de las Tablas 3.7 y 3.11. Nótese que los espectros de Mc30-06 se ajustan por separado según su contribución predominante.

la ley de velocidad $v(r)$. No obstante, hay que señalar que la utilización de estos diagnósticos no está exento de dificultades debido a degeneraciones entre ellos (por ejemplo, entre \dot{M} , f_{cl} y ξ_{mic}).

En los casos en que el modelo más cercano presente en la red de modelos no sea lo suficientemente satisfactorio, se computan micro-redes adicionales alrededor del punto esperado en el espacio de parámetros mediante pequeñas variaciones de estos. Esto ha ocurrido especialmente cuando ha sido necesario modificar las abundancias para ajustar las líneas metálicas observadas.

Para cuantificar de forma estricta la validez del método de ajuste mediante búsqueda dentro de la red de modelos, tendríamos que encontrar las incertidumbres caso por caso, probando pequeñas variaciones de cada uno de los parámetros de entrada individualmente. Esta técnica es la efectuada cuando se trata de modelar una o muy pocas estrellas de características similares (véase por ejemplo Clark et al. 2012), o cuando el estudio se centra en el impacto que tienen las variaciones de ciertos parámetros en el espectro final dentro de un rango muy concreto (como hicieron Najarro et al. 2009). Sin embargo, deja de ser factible su realización en un tiempo razonable si se tienen que encontrar modelos para un gran número de objetos de tipos muy diferentes, como ocurre en la presente tesis. Por tanto, preferiremos proporcionar valores generales de incertidumbre basados en nuestra experiencia, a pesar de que este método es hasta cierto punto subjetivo.

De esta forma, tomamos para la incertidumbre en T_{eff} el valor general de $\pm 1500K$. Encontramos que la precisión en g para tipos OB es de 0.1 o 0.2 dex, excepto en los casos de vientos más densos, donde las incertidumbres son mayores pero los valores de la gravedad son menos importantes para el ajuste a las observaciones, tal como ya se ha explicado. De forma opuesta, las incertidumbres de \dot{M} , β y v_{∞} son en torno a 0.1 dex en los casos óptimos de vientos ópticamente más gruesos, y van aumentando según estos se vuelven delgados. Por último, hemos comprobado que las incertidumbres en L_{\star} está dominada por el error en la distancia³, así que dichas incertidumbres serán calculadas en base a las de la distancia espectrofotométrica.

Los modelos para las estrellas de Mercer 30

Mediante los métodos antes descritos, hemos encontrado modelos para todos los objetos de tipos tempranos observados espectroscópicamente en Mercer 30 (Figs. 3.1 y 3.2) excepto Mc30-12, Mc30-14 y Mc30-17, que han sido observados solo en una banda y con S/N muy baja, siendo por ello imposible lograr ajustes aceptables. En los casos con espectros disponibles

³Esta afirmación es cierta cuando se trata de medidas espectrofotométricas, pero no lo es si existe alguna forma de estimar mejor la distancia al cúmulo, como sería el caso de los situados en la región del Centro Galáctico

Tabla 3.4: Parámetros estelares fundamentales de modelos CMFGEN para estrellas de Mercer 30.

Objeto	$T_{\text{eff}} [kK]$	$\log g$	R_T	$\log(L_*/L_\odot)$	$\xi_{\text{mic}} [\text{km s}^{-1}]$	$\dot{M} [M_\odot \text{yr}^{-1}]$
Mc30-01	32.2	3.1 ^a	49.4	6.51	15	2.2×10^{-5}
Mc30-02	21.2	2.4 ^a	79.8	6.02	15	1.1×10^{-5}
Mc30-03	39.3	3.80	222.0	5.83	15	7.3×10^{-7}
Mc30-05	36.7	3.80	172.9	5.13	12	1.2×10^{-6}
Mc30-06a	29.9	3.1 ^a	61.1	6.13	20	1.2×10^{-5}
Mc30-06b	30.5	3.1 ^a	61.9	6.03	17	9.4×10^{-6}
Mc30-07	41.4	3.6 ^a	26.6	6.24	25	2.0×10^{-5}
Mc30-08	38.1	3.5 ^a	18.5	6.07	25	3.6×10^{-5}
Mc30-09	34.5	3.50	189.8	5.83	15	4.3×10^{-6}
Mc30-10	39.5	3.65	178.1	5.75	20	2.7×10^{-6}
Mc30-11	36.8	3.65	178.1	5.87	20	4.2×10^{-6}
Mc30-13	36.3	3.65	189.8	5.64	25	2.7×10^{-6}
Mc30-18	35.5	3.65	99.2	5.48	14	3.1×10^{-6}
Mc30-19	36.0	3.50	253.0	5.72	17	2.0×10^{-6}
Mc30-22	32.5	3.80	382.8	4.87	10	5.4×10^{-7}

(^a) Modelos con vientos densos cuyas gravedades superficiales no pueden ser inferidas de forma fiable, pero se presentan los valores resultantes por completitud.

en dos épocas diferentes para un mismo rango de longitudes de onda, ambas se han ajustado simultáneamente, degradando para ello el espectro observado con la rendija más estrecha al poder de resolución del tomado con la rendija más ancha. Y ello a pesar de que algunos de estos espectros muestran variaciones pequeñas pero significativas que están asociadas a su multiplicidad, como veremos en la Sec. 3.1.5.

Los ajustes de los modelos finales a los espectros observados en Mercer 30 se presentan en las Figs. 3.9 y 3.10. En el caso de los espectros de Mc30-06, en que contribuyen dos estrellas (ver Fig. 3.6), un modelo aproximado para Mc30-06a se ajusta a los espectros cuya contribución predominante es Mc30-06a, y el mismo procedimiento se efectúa para Mc30-06b.

Los resultados de los modelos se presentan en las Tablas 3.4, 3.5 y 3.6, donde figuran, respectivamente, los valores de parámetros estelares generales, los de estructura del viento, y las abundancias superficiales de H, He, C, N, y O, que son las que se derivan en la mayoría de los casos, aunque algunos como límites superiores. Además, para Mc30-02 se deriva una abundancia solar de silicio y dos veces solar para el magnesio. Por otra parte, en la Tabla 3.7 se presentan los parámetros que se obtienen ajustando el espectro ya confeccionado a las observaciones (mediante convolución y desplazamiento en longitud de onda) y aquellos resultados esenciales para esta tesis que se derivan a partir de los modelos (excepto los colores intrínsecos $(H - K_S)_0$, que se presentarán en la Tabla 3.9). En particular, la masa estelar, M_* ,

Tabla 3.5: Parámetros de estructura del viento de modelos CMFGEN para estrellas de Mercer 30.

Objeto	v_∞ [km s ⁻¹]	β	CL_1	CL_2 [km s ⁻¹]	CL_3 [km s ⁻¹]	CL_4
Mc30-01	1400	1.35	0.100	320	75	0.10
Mc30-02	600	2.00	0.250	10	60	0.15
Mc30-03	2500	1.05	0.100	50	75	0.10
Mc30-05	2500	0.80	— Viento homogéneo ($f_{cl} \equiv 1$) —			
Mc30-06a	1600	1.75	0.100	65	100	0.20
Mc30-06b	1600	0.90	0.100	135	75	0.10
Mc30-07	2000	1.00	0.075	140	5	0.10
Mc30-08	1200	1.07	0.250	135	170	1.00
Mc30-09	2500	0.80	— Viento homogéneo ($f_{CL} \equiv 1$) —			
Mc30-10	2500	1.25	— Viento homogéneo ($f_{CL} \equiv 1$) —			
Mc30-11	2500	1.05	— Viento homogéneo ($f_{CL} \equiv 1$) —			
Mc30-13	2500	1.50	— Viento homogéneo ($f_{CL} \equiv 1$) —			
Mc30-18	2500	0.80	0.300	150	75	0.30
Mc30-19	2500	1.05	— Viento homogéneo ($f_{CL} \equiv 1$) —			
Mc30-22	2500	0.80	— Viento homogéneo ($f_{CL} \equiv 1$) —			

Nota. Los valores de velocidad terminal que no pueden ser determinados observacionalmente y simplemente han sido asumidos, aparecen en cursiva.

se obtiene de forma trivial a partir de $\log g$ y el radio en que $\tau = 2/3$ para los modelos con vientos ópticamente delgados, mientras que para los de vientos densos utilizamos la ley de Gräfener et al. (2011):

$$\log \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right) = f_0(X_H) + f_1(X_H) \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) + f_2(X_H) \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^2, \quad (3.3)$$

donde $f_i(X_H) = a_i + b_i(x_H)$. Gräfener et al. (2011) proporcionan los valores de los coeficientes para dos casos extremos: el de estructura estelar químicamente homogénea y el de estrella de helio puro ($X_H = 0$). Como en general la estructura química será desconocida pero intermedia entre estos dos extremos, daremos como valor válido en orden de magnitud la media geométrica entre los dos valores extremos.

En la Tabla 3.7 también se presenta el número de fotones ionizantes (de hidrógeno) producidos por cada estrella, que se obtiene integrando el continuo de Lyman del espectro saliente (sin normalizar).

Además, hay que aclarar que para algunos parámetros del ajuste de modelos que se dan en las Tablas 3.5, 3.6 y 3.7 se han tenido que asumir sus valores, puesto que no se pueden determinar observacionalmente. En particular, se han asumido:

- Aquellos valores de $v \sin i$ y ζ_{mac} que son menores que la resolución espectral expresada en unidades de velocidad.

Tabla 3.6: Abundancias superficiales en fracción de masa de modelos CMFGEN para estrellas de Mercer 30 (y para el Sol, como comparación).

Objeto	X_{H}	Y_{He}	$Z_{\text{C}} (\times 10^{-3})$	$Z_{\text{N}} (\times 10^{-3})$	$Z_{\text{O}} (\times 10^{-3})$
Mc30-01	0.43	0.57	≤ 0.1	5.0	≤ 0.8
Mc30-02 ^a	0.61	0.37	0.7	11.4	3.1
Mc30-03	0.71	0.28	1.5	1.0	7.0
Mc30-05	0.71	0.28	1.0	0.8	2.5
Mc30-06a	0.71	0.28	≤ 0.6	4.0	≤ 3.0
Mc30-06b	0.71	0.28	≤ 0.8	4.0	≤ 3.0
Mc30-07	0.33	0.66	≤ 0.2	10.0	≤ 2.0
Mc30-08	0.42	0.57	≤ 0.2	19.5	≤ 0.6
Mc30-09	0.71	0.28	1.4	0.8	4.0
Mc30-10	0.71	0.28	0.8	1.9	3.2
Mc30-11	0.71	0.28	1.0	1.0	4.0
Mc30-13	0.71	0.28	0.4	1.5	5.2
Mc30-18	0.71	0.28	0.4	1.2	1.5
Mc30-19	0.71	0.28	0.9	3.5	4.6
Mc30-22	0.71	0.28	1.5	0.8	4.0
Sol ^b	0.71	0.28	2.3	0.7	5.5

Nota. Las abundancias que no pueden ser determinadas observacionalmente y simplemente han sido asumidas, aparecen en cursiva.

(^a) Para Mc30-02 también se han hallado las abundancias de silicio y magnesio: $Z_{\text{Si}} = 0.6 \times 10^{-3}$; $Z_{\text{Mg}} = 1.3 \times 10^{-3}$ (los correspondientes valores solares son $Z_{\text{Si}} = 0.6 \times 10^{-3}$; $Z_{\text{Mg}} = 0.7 \times 10^{-3}$).

(^b) Según Asplund et al. (2009).

- Las velocidades terminales de las estrellas con vientos ópticamente delgados. En estos casos, los valores de \dot{M} dados en la Tabla 3.4 son los calculados para la v_{∞} asumida, pudiendo calcularse a partir de R_T cualquier otro valor que corresponda a otra v_{∞} diferente.
- Las abundancias químicas de elementos cuyas líneas no estén observadas en los espectros. Los casos más llamativos son los de Mc30-02 y Mc30-22, para los cuales no se pueden derivar las abundancias CNO.

Por último, debemos señalar que las incertidumbres generales antes estimadas para nuestro método de ajuste mediante la red de modelos son aplicables sin problemas a los modelos de Mercer 30, excepto para el caso de Mc30-22. Aunque en el espectro correspondiente la línea de He II en $1.69 \mu\text{m}$ parece estar presente (y así se muestra, aunque débilmente, en su modelo, véase Fig. 3.9), esta interpretación es dudosa por consistir en una absorción al nivel del ruido, por lo que la temperatura efectiva podría ser menor que la hallada, lo cual seguiría siendo consistente también con la profunda absorción de He I en $2.11 \mu\text{m}$. Por ello, aumentaremos la

Tabla 3.7: Parámetros que se obtienen por ajuste entre los modelos CMFGEN para estrellas de Mercer 30 y las correspondientes observaciones, o que se derivan a partir de los parámetros de dichos modelos.

Objeto	$v_{\text{LSR}} [\text{km s}^{-1}]$	$v \sin i [\text{km s}^{-1}]$	$\zeta_{\text{mac}} [\text{km s}^{-1}]$	$M_{\star} [M_{\odot}]$	$\log Q^{\text{H}}$
Mc30-01	variable (binaria) ^a	65	65	99 ^b	50.15
Mc30-02	38	10	85	51 ^b	48.84
Mc30-03	22	65	65	73	49.54
Mc30-05	20	50	50	19	48.75
Mc30-06a	variable (binaria) ^a	35	110	62 ^b	49.67
Mc30-06b	42	100	50	54 ^b	49.61
Mc30-07	variable (binaria) ^a	180	65	60 ^b	50.06
Mc30-08	31	65	65	49 ^b	49.86
Mc30-09	variable (binaria) ^a	65	65	61	49.44
Mc30-10	variable (binaria) ^a	65	65	42	49.51
Mc30-11	35	150	65	73	49.53
Mc30-13	variable (binaria) ^a	130	65	46	49.30
Mc30-18	variable (binaria) ^a	120	100	34	49.08
Mc30-19	34	65	65	40	49.40
Mc30-22	25	50	115	17	48.19

Nota. Los valores que no pueden ser determinados observacionalmente y simplemente han sido asumidos aparecen en cursiva.

(^a) Las velocidades radiales (correspondientes a estrellas binarias) se presentan en la Tabla 3.11.

(^b) Modelos con vientos densos donde las masas han sido estimadas usando el método de Gräfener et al. (2011) (véase texto para una descripción detallada).

incertidumbre negativa en T_{eff} para esta estrella hasta -2500 K.

3.1.4. Extinción y distancia

Método espectrofotométrico

Landini et al. (1984) ya mostraron cómo la extinción en el infrarrojo cercano podía ajustarse mediante la ley de potencias simple $A_{\lambda} \propto \lambda^{-\alpha}$, basándose su forma funcional en la opacidad teórica del polvo. Muchos trabajos posteriores (Draine 1989; Martin y Whittet 1990; Glass 1999; Messineo et al. 2005; Nishiyama et al. 2009; Fitzpatrick y Massa 2009; Stead y Hoare 2009; Schödel et al. 2010; Fritz et al. 2011; Wang y Jiang 2014) corroboraron para la extinción interestelar Galáctica la validez (al menos aproximada) de esta ley con exponentes $\alpha \sim 2$. En esta tesis utilizaremos la forma funcional $A_{\lambda} \propto \lambda^{-\alpha}$, donde o bien calcularemos nuestro propio valor de α cuando sea posible, o bien asumiremos $\alpha = 1.9$. Escogemos este valor basándonos en los valores de 1.95, 1.90 que Wang y Jiang (2014) obtuvieron a partir de los espectros de APOGEE combinados con fotometría de 2MASS, y como promedio de resultados de estudios previos, respectivamente.

Tabla 3.8: Longitudes de onda efectivas de la fotometría que se ha utilizado en esta tesis

Sistema de filtros	Longitudes de onda efectivas usadas	Referencia
NIC3/HST	$\lambda_{F160W} = 1.6079\mu\text{m}$; $\lambda_{F222M} = 2.2180\mu\text{m}$	Viana et al. (2009)
WFCAM/UKIRT	$\lambda_J = 1.2483$; $\lambda_H = 1.6313$; $\lambda_K = 2.2010$	Hewett et al. (2006)
VIRCAM/VISTA	$\lambda_H = 1.646\mu\text{m}$; $\lambda_{K_S} = 2.149\mu\text{m}$	Catelan et al. (2011)

En la práctica, no es posible evaluar fotométricamente la función A_λ para una longitud de onda concreta, ya que cada filtro fotométrico no mide el flujo en un solo valor de λ , sino que cubre cierto rango de longitudes de onda bajo una curva de transmisión determinada. Para solventar esta dificultad práctica, se idealiza la transmisión del filtro como una función delta de Dirac a una longitud de onda efectiva λ_{eff} , tal que la magnitud resultante sea igual a la del filtro real para un espectro de referencia (que por consistencia, en nuestro caso, debería ser el de Vega). En otras palabras, se hace equivaler el filtro real a un hipotético filtro monocromático a longitud de onda λ_{eff} . Esta λ_{eff} se calcula como una media ponderada; consúltense los detalles matemáticos en Schneider et al. (1983). En esta tesis hemos asumido los valores de λ_{eff} que figuran en la tabla 3.8 para los sistemas fotométricos empleados.

Para ilustrar la derivación de un coeficiente de extinción a partir de la fotometría medida, así como la estimación de la distancia, utilizaremos como ejemplo el índice de color genérico $(H - K)$. A partir de las definiciones de exceso de color y de coeficiente de extinción, se tiene que $E_{(H-K)} = A_H - A_K$, y aplicando la ley de extinción arriba mencionada, llegamos a la siguiente fórmula para el cálculo de A_K :

$$A_K = \frac{E_{(H-K)}}{(\lambda_K/\lambda_H)^\alpha - 1} \quad (3.4)$$

Y a partir de la magnitud absoluta de la estrella (sin extinguir, $(M_K)_0$), se calcula la distancia d en parsecs mediante la siguiente ecuación:

$$5 \cdot \log d - 5 = K - M_K = K - (M_K)_0 - A_K \quad (3.5)$$

Para poder aplicar estas dos ecuaciones a cada estrella, necesitamos obtener el exceso de color debido a la extinción y la magnitud absoluta de la estrella. Para calcular el exceso de color, debe conocerse el color intrínseco de la estrella, $(H - K)_0$. Este se obtiene a partir de la fotometría sintética del modelo CMFGEN correspondiente, en caso de haberse modelado la estrella. En caso contrario, el color intrínseco aproximado según su tipo espectral se toma de los valores tabulados por Martins y Plez (2006) para estrellas O y por Ducati et al. (2001) para estrellas B y más tardías. En cuanto a las magnitudes absolutas en banda K, se toma para las estrellas O la calibración de Martins y Plez (2006), mientras que para las de tipo B y más

Tabla 3.9: Cálculo espectrofotométrico de extinción y distancia de estrellas de Mercer 30

Objeto	$H - K_S$	$(H - K_S)_0$	$E_{(H-K_S)}$	A_{K_S}	$(M_K)_0$	$d[\text{pc}]$
Mc30-01	0.52	-0.047	0.57	0.86	—	—
Mc30-02	0.49	0.011	0.48	0.73	—	—
Mc30-03	0.53	-0.112	0.64	0.97	-5.5	13285
Mc30-05	0.50	-0.110	0.61	0.92	-4.0	13399
Mc30-06a	0.54	0.003	0.54	0.82	—	—
Mc30-06b	0.59	-0.063	0.65	0.99	—	—
Mc30-07	0.58	0.036	0.54	0.82	—	—
Mc30-08	0.66	0.097	0.56	0.85	—	—
Mc30-09	0.57	-0.107	0.68	1.03	-5.2	9349
Mc30-10	0.56	-0.096	0.66	0.99	-5.3	13096
Mc30-11	0.56	-0.102	0.66	1.00	-5.4	10797
Mc30-13	0.50	-0.086	0.59	0.89	-5.4	13438
Mc30-18	0.48	-0.098	0.58	0.88	-4.8	12212
Mc30-19	0.58	-0.104	0.68	1.04	-5.2	11237
Mc30-22	0.49	-0.111	0.60	0.91	-3.9	14853

tardías, calculamos $(M_K)_0$ restando los colores $(V - K)_0$ hallados por Ducati et al. (2001) de las magnitudes intrínsecas en banda V presentadas por Straizys y Kuriliene (1981).

Nótese que en el párrafo anterior no se han mencionado las estrellas Wolf-Rayet. Para este tipo de objetos, la calibración de magnitudes y colores intrínsecos de Crowther et al. (2006) muestra una gran dispersión entre subtipos espectrales similares, haciendo que los valores tabulados por estos autores sean inadecuados para mediciones espectrofotométricas. Así que solo las WR modeladas podrán ser utilizadas, y únicamente para el cálculo del coeficiente de extinción, y no de la distancia. También son problemáticas para el cálculo de la distancia las estrellas hipergigantes o supergigantes extremas, pues sus luminosidades se extienden por un rango aún más amplio (Clark et al. 2012); no obstante, sí podrán utilizarse sus colores (ya sean extraídos de nuestros modelos o de la literatura) para el cálculo de la extinción.

Para calcular el valor medio de la extinción, descartaremos además aquellas estrellas cuyo valor de A_λ sea muy diferente del resto, y razonaremos en cada caso qué puede estar produciendo esa extinción atípica (no pertenencia al cúmulo, extinción circunestelar, etc.). Por otra parte, calcularemos la distancia espectrofotométrica a cada miembro del cúmulo utilizando su coeficiente de extinción individual, y no la extinción promedio del cúmulo, evitando así que el cálculo de la distancia media esté distorsionado por posibles fenómenos de extinción diferencial.

Resultados para Mercer 30

En la tabla 3.9 se presentan los resultados intermedios y finales de la extinción y distancia para las estrellas tempranas de Mercer 30. Faltan Mc30-12, Mc30-14 y Mc30-17 por no tener sus espectros una calidad suficiente como para encontrar su subtipo espectral y su clase de luminosidad con suficiente precisión. Para todas las demás estrellas calientes se dispone de modelos, de los que se han tomado los colores intrínsecos. Nótese que las magnitudes intrínsecas, tomadas de Martins y Plez (2006), son del filtro K del sistema fotométrico de Johnson-Glass (Bessell y Brett 1988), y no del K_S de VIRCAM, pero sus curvas de transmisión (véase por ejemplo Bessell 2005) son lo suficientemente similares como para despreciar las posibles diferencias de magnitud.

Promediando los resultados de la extinción, obtenemos $\bar{A}_{K_S} = 0.91 \pm 0.09$. La pequeña dispersión (0.09) de los datos individuales, junto con el hecho de que ningún dato se desvíe excesivamente, nos permiten descartar fenómenos de extinción diferencial apreciables hacia el volumen ocupado por Mercer 30. Esto implica que la presencia de miembros de tipo temprano del cúmulo con colores diferentes al rango definido en la Sec. 3.1.2 y la Fig. 3.8 es altamente improbable, apoyando por tanto nuestro método fotométrico de selección de estrellas calientes.

Hallamos la distancia a Mercer 30 como un promedio de las distancias individuales, basadas a su vez en los coeficientes de extinción individuales. El resultado es $d = (12.4 \pm 1.7)$ kpc. Como no parece haber extinción diferencial, la distancia calculada debería ser la misma (es decir, sin variaciones estadísticamente significativas) si “desenrojecemos” cada estrella según el valor \bar{A}_{K_S} antes calculado, y en efecto, obtendríamos en este caso (12.6 ± 1.5) kpc.

Llama la atención que la distancia espectrofotométrica que nosotros hemos obtenido sea mucho mayor que el valor de $d = (7.2 \pm 0.9)$ kpc hallado por Kurtev et al. (2007). Esta discrepancia tiene su origen en el hecho de que los únicos espectros de que disponían Kurtev et al. (2007) eran de estrellas WR, que son pésimos estimadores de distancia, como se ha explicado más arriba. Estos autores utilizaron la calibración de magnitudes intrínsecas en banda K de Crowther et al. (2006), que darían como resultado -4.41 y -5.92 para los subtipos WN presentes en Mercer 30. Sin embargo, si desenrojeciéramos estas estrellas WN según los resultados obtenidos de extinción y distancia para el cúmulo, obtendríamos magnitudes absolutas significativamente más brillantes: $M_{K_S}^{(\text{Mc30-7})} = -6.14$ y $M_{K_S}^{(\text{Mc30-08})} = -6.11$. En resumen, se puede decir que la subestimación de distancia de Kurtev et al. (2007) se debe a que también subestimaron las luminosidades de las estrellas de cuyos espectros disponían en su momento, ejemplificando muy bien por qué no deben usarse las estrellas Wolf-Rayet para cálculos espectrofotométricos.

3.1.5. Velocidades radiales y estrellas binarias

Métodos de medición de velocidad y resultados para Mercer 30

El primer método que se ha utilizado para medir las velocidades radiales de los espectros de esta tesis ha sido el ajuste de líneas espectrales a curvas Gaussianas, cuantificando así el desplazamiento Doppler del centro de la línea (es decir, de la Gaussiana ajustada). Esta tarea se ha llevado a cabo con la rutina de IDL `jjgaussfit`, obtenida de la página de rutinas de JohnJohn⁴, a excepción de las estrellas de tipo temprano de Mercer 30 que realizó Sebastián Ramírez Alegría mediante la tarea `rvidlines` de IRAF. La precisión de este método está en todo caso limitada por la incertidumbre en la calibración de longitud de onda, que corresponde a una décima parte de la resolución espectral (véase Sec. 2.2.2).

Hay que señalar aquí que no todos los rasgos espectrales sirven para este propósito, sino que deben evitarse las líneas significativamente que puedan estar distorsionadas por vientos, es decir, las que visualmente no sean simétricas o tengan componentes de emisión. Por supuesto, tampoco valen las líneas que no estén resueltas (es decir, contaminadas por otra línea muy próxima), aunque si una línea contaminante está lo suficientemente separada, se puede omitir el ala contaminada de la línea a medir a la hora de hacer el ajuste; lo mismo es aplicable para aquella línea que esté distorsionada por un rasgo telúrico de difícil corrección. Así pues, solo deben ajustarse las líneas predominantemente fotosféricas, y por tanto las velocidades radiales de estrellas con vientos densos (y por tanto sin líneas puramente fotosféricas) no se pueden medir por este método. No obstante, sí se pueden medir en los casos de líneas de doble pico originadas en discos, como veremos en la Sec. 4.1.1.

Al intentar este método con las estrellas OB de Mercer 30, nos encontramos en casi todos los casos con resultados bastante inconsistentes, es decir, que las mediciones para diferentes líneas observadas simultáneamente arrojaban valores con dispersiones mucho mayores que la incertidumbre esperada. Este hecho muestra que pueden estar distorsionados por vientos incluso aquellos perfiles que parecen no estarlo (es decir, simétricos y en absorción), y que es necesario primero hacer las mediciones y luego compararlas para establecer si son válidas o no. Las únicas de estas estrellas cuyas mediciones sí fueron consistentes son Mc30-05 y Mc30-22, para las que obtuvimos respectivamente $v_{\text{LSR}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ y $v_{\text{LSR}} = 36 \text{ km s}^{-1}$. No es casualidad que estas sean las dos estrellas de MS con buena S/N, ya que son precisamente las estrellas de MS las que menos deberían estar contaminadas por vientos.

Afortunadamente, sí se pudieron medir sin problemas las velocidades radiales de las estrellas de tipos tardíos utilizando ajustes Gaussianos. Los resultados se muestran en la tabla 3.10.

⁴<http://w.astro.berkeley.edu/~johnjohn/idl.html>

Tabla 3.10: Velocidades radiales de estrellas de tipo tardío en el campo de Mercer 30, junto con la dispersión de las medidas y el número de líneas empleadas en cada caso.

Objeto	v_{LSR} [km s ⁻¹]	σ_v [km s ⁻¹]	$N_{\text{líneas}}$
Mc30-04	-86	8	8
Mc30-15	24	17	3
Mc30-16	33	11	14
Mc30-20	13	1	3
Mc30-21	-1	9	3
Mc30-23	-14	13	7

Las dispersiones asociadas a las mediciones para estrellas con más de 3 líneas medidas tienen un promedio de $\bar{\sigma}_v = 12 \text{ km s}^{-1}$ que, tal como se esperaba, es algo mayor que la décima parte de la resolución espectral en velocidad.

El segundo método de medida de velocidad radial solo se puede aplicar a las estrellas modeladas, y consiste simplemente en encontrar visualmente el desplazamiento entre el espectro sintético de salida del modelo y el espectro observado. Probando pequeñas variaciones en la velocidad radial, encontramos que la incertidumbre de este método es de aproximadamente 10 km s^{-1} , lo cual es consistente con la precisión en la calibración de longitud de onda. Los resultados para Mercer 30 son los que figuran en la Tabla 3.7, y estos serán los únicos que tomaremos en consideración para las estrellas de tipo temprano; de todas formas, los hallados para Mc30-05 y Mc30-22 por el anterior método son consistentes con los de este, dentro de las incertidumbres mencionadas. Nótese que algunos objetos de la Tabla 3.7 tienen velocidades radiales variables, lo que quiere decir que para cada época observada se ha medido una velocidad radial diferente, con variaciones significativamente por encima de su valor de incertidumbre. Para estas estrellas, que necesariamente son binarias, se han presentado las velocidades radiales medidas en cada época en la Tabla 3.11.

Descartando las estrellas que sabemos que son binarias, obtenemos que la velocidad radial promedio de Mercer 30 (medida solo sobre las estrellas de tipo temprano por ser los miembros más probables del cúmulo, véase el siguiente párrafo) es $\bar{v}_{\text{LSR}}^{\text{Mc30}} = 31 \text{ km s}^{-1}$ y su desviación típica, $\sigma_v^{\text{Mc30}} = 8 \text{ km s}^{-1}$. Nótese que si no dispusiéramos de datos espectroscópicos multiépoca, las binarias con mucha velocidad orbital (Mc30-06a y Mc30-07) podrían haber sido confundidas con estrellas fugitivas, mientras que las de menor velocidad orbital nos habrían falseado al alza la dispersión de velocidades.

Para las estrellas de tipo temprano en que no se han observado variaciones, sus velocidades radiales difieren de σ_v^{Mc30} en $1.5\sigma_v^{\text{Mc30}}$, en promedio, mientras que las de tipo tardío tienen velocidades radiales mucho más dispares. Este hecho claramente apoya la afirmación (al final de

Tabla 3.11: Estrellas de Mercer 30 de tipo temprano en que se han detectado variaciones de velocidad radial.

Objeto	Época			
	2008	2009	2011	2012
Mc30-01	30 km s ⁻¹	35 km s ⁻¹	—	55 km s ⁻¹
Mc30-06a	—	125 km s ⁻¹	205 km s ⁻¹	—
Mc30-07	-15 km s ⁻¹	-81 km s ⁻¹	110 km s ⁻¹	—
Mc30-09	34 km s ⁻¹	40 km s ⁻¹	68 km s ⁻¹	—
Mc30-10	—	35 km s ⁻¹	55 km s ⁻¹	—
Mc30-13	—	0 km s ⁻¹	45 km s ⁻¹	—
Mc30-18	-5 km s ⁻¹	—	40 km s ⁻¹	—

la Sec.3.1.1) de que las estrellas de tipo temprano son miembros del cúmulo mientras que las tardías no lo son. De hecho, las únicas estrellas frías cuya velocidad radial podría ser consistente con su pertenencia al cúmulo, Mc30-15 y Mc30-16, están localizadas a radios proyectados $r > 50''$, lo cual imposibilita casi por completo su membresía.

Binariedad y espectros compuestos

Como ya se ha dicho, siete de los dieciocho miembros espectroscópicamente observados de Mercer 30 son estrellas binarias confirmadas. Sin embargo, esta cantidad es un límite inferior a la binariedad total, ya que no se puede descartar que los once miembros restantes sean estrellas individuales. En primer lugar, no se ha podido medir la velocidad radial en tres de ellas (las que no han sido modeladas). Otras cinco estrellas (Mc30-03, Mc30-05, Mc30-06b, Mc30-19 y Mc30-22) solo han sido observadas en una época, así que no se puede descartar que su velocidad radial sea variable. En los tres casos que nos quedan por considerar (Mc30-02, Mc30-08 y Mc30-11), cabe también la posibilidad de variación indetectable (es decir, por debajo de 10 km s⁻¹). No obstante, tanto para las binarias confirmadas como para las no confirmadas, es posible establecer límites superiores o inferiores a la luminosidad de la compañera (ya sea confirmada o hipotética), según lo que explicamos a continuación.

De las siete estrellas binarias confirmadas (Tabla 3.11), cuatro (Mc30-01, Mc30-10, Mc30-13 y Mc30-18) parecen presentar rasgos espectrales compuestos, es decir, que no se pueden ajustar bien a los modelos de estrellas individuales correspondientes (véanse sus ajustes en la Fig. 3.9). El caso más claro es Mc30-01, cuyas líneas de He II y Br- γ muestran perfiles de tipo P-Cygni o de emisión típicas de supergigantes Of intermedias, y que al mismo tiempo presenta profundas componentes de absorción de H y He I que apuntarían hacia subtipos espectrales más tardíos. Tanto en este caso como en el de Mc30-18, las características espectrales com-

puestas se evidencian mejor por la comparación entre dos épocas; así, llama la atención que la línea Br- γ de Mc30-18 tenga dos componentes, una en absorción y otra en emisión, cuyas posiciones en longitud de onda parecen invertirse. Adicionalmente, el hecho de que las abundancias de C, N y O derivadas para Mc30-18 sean comparativamente tan bajas (ver Tabla 3.6) solo puede explicarse si las líneas ajustadas están diluidas por la presencia de una compañera que contribuya significativamente el flujo del continuo del espectro observado.

En todo caso, el espectro sintético del modelo ajustado debe entenderse como una aproximación a la componente que domina la luz recogida por el espectrómetro, intentando encontrar un compromiso entre las diferentes épocas cuando los rasgos espectrales cambian entre ellas. Así, las características físicas estelares inferidas del modelo, como la gravedad superficial o la temperatura efectiva, constituirán una buena aproximación a la estrella primaria. No obstante, como la luminosidad efectiva está calibrada con la luminosidad integrada de la binaria, es necesario cuantificar el error que se comete al calcular dicho parámetro en el caso binario. En el caso extremo de dos componentes de igual magnitud en banda K, se estaría sobreestimando la luminosidad del modelo en 0.3 órdenes de magnitud; en otros casos, el error cometido sería menor, pero debe de ser tenido en cuenta si la relación de luminosidades es próxima a 1. En lo sucesivo veremos en qué casos ocurre esto.

El hecho de que un espectro sea compuesto implica que la estrella secundaria es lo suficientemente brillante como para contaminar el espectro de la primaria. Para la S/N de los espectros (que suele estar en torno a 100 o 200), esto implica una relación de luminosidades en la banda K de $\log(L_K^{(1)}/L_K^{(2)}) \lesssim 0.5$. En el caso de que un espectro no sea compuesto, caben tres posibilidades: primero, que se trate de una estrella individual; segundo, que sea una binaria formada por dos estrellas de tipos espectrales muy similares y sin una diferencia apreciable de sus velocidades radiales (al menos en el momento de la observación); y tercero, que sea una binaria con relación de luminosidad $\log(L_K^{(1)}/L_K^{(2)}) \gtrsim 0.5$. Como no hemos apreciado ningún rasgo espectral compuesto en los espectros sin variación de velocidad radial detectada, ninguno de estos objetos tiene una gran probabilidad de ser binaria, y en un hipotético caso afirmativo de binariedad, la estrella secundaria tendría que ser significativamente menos brillante.

Debemos recordar también que, para los rangos de luminosidades en banda K de los miembros observados espectroscópicamente, e incluso restándoles una diferencia en logaritmo de 0.5, solo se esperan tipos espectrales tempranos, y por tanto colores similares (ya que además hemos descartado enrojecimiento interestelar diferencial, véase Sec. 3.1.4). Por tanto, la condición límite entre espectros compuestos y no compuestos, $\log(L_K^{(1)}/L_K^{(2)}) \sim 0.5$, puede traducirse aproximadamente a luminosidades totales como $\log(L_\star^{(1)}/L_\star^{(2)}) \sim 0.5$. En el caso límite $\log(L_\star^{(1)}/L_\star^{(2)}) = 0.5$, el error cometido en la luminosidad del modelo de estrella

individual sería 0.12 órdenes de magnitud, que es algo menor que el relacionado con la incertidumbre en la distancia. Hay que aclarar en este punto que estos números solo son válidos en orden de magnitud y simplemente los utilizamos como guía aproximada, pues pueden variar mucho con la S/N, los tipos espectrales, los perfiles de las líneas y las velocidades orbitales proyectadas de las componentes. No obstante, nos sirve para afirmar que la posible binariedad de un objeto que no muestre rasgos espectrales compuestos no debería afectar significativamente a su luminosidad, salvo en el caso poco probable de componentes muy similares tanto en tipo espectral como en velocidad radial.

3.1.6. Edad y masa

Diagrama de Hertzsprung-Russell y ajuste de isocronas

En primer lugar, habría que discutir qué indicadores de estado evolutivo son los más adecuados para este tipo de cúmulos y para los datos de que disponemos. Tradicionalmente, el procedimiento usual consiste en ajustar isocronas a un CMD construido con magnitudes del rango óptico (véase por ejemplo Meynet et al. 1993), ya que los correspondientes colores suelen ser buenos indicadores de temperatura efectiva de las estrellas. Sin embargo, esto no ocurre así para datos infrarrojos como los que se presentan en esta tesis, pues los colores $H - K$ de estrellas OB apenas varían con T_{eff} (Ducati et al. 2001; Martins y Plez 2006). Otro indicador clásico podría ser la clase de luminosidad de los diferentes miembros del cúmulo, que habitualmente están relacionadas con el estado evolutivo de las estrellas (ver Sec. 1.1.1. Sin embargo, esto deja de ser cierto para las estrellas más luminosas de los YMCs, es decir, para estrellas bastante masivas). Valga como ejemplo el estudio de Groh et al. (2014), que demuestra que el espectro de una estrella de $60M_{\odot}$ puede tener una apariencia de supergigante a lo largo de todo el tiempo que pasa en la MS.

En ausencia de otros indicadores observacionales fiables de estado evolutivo para estrellas individuales, investigaremos las edades de los cúmulos a través del Diagrama de Hertzsprung-Russell (HRD). En el caso de Mercer 30, estos datos los tomaremos directamente de los modelos, y sus barras de error de las incertidumbres discutidas en la Sec. 3.1.3. Para el resto de cúmulos los estimaremos a partir de los tipos espectrales. En concreto, nos basaremos en las calibraciones de T_{eff} de Martins et al. (2005a) para estrellas O; en las de Straizys y Kuriliene (1981) para estrellas B y más frías; excepto para el caso de las BHGs, que por ser ligeramente ($\sim 15\%$) más frías que las BSG, preferiremos estimar sus temperaturas efectivas basándonos en los resultados de Clark et al. (2012). Las luminosidades, por su parte, son calculadas desrojando (ecuación 3.4) y corrigiendo de distancia (ecuación 3.5) las magnitudes infrarrojas,

hallando las magnitudes visuales mediante los colores intrínsecos $(V - K)_0$ de Ducati et al. (2001) y Martins y Plez (2006) (según el tipo de estrella), y aplicándoles la correspondiente corrección bolométrica, BC_V :

$$-2.5 \log(L_\star/L_\odot) = M_{\text{bol},\star} - M_{\text{bol},\odot} = M_{V,\star} + BC_V(T_{\text{eff}}) - M_{\text{bol},\odot}, \quad (3.6)$$

donde la magnitud bolométrica del Sol se toma por convenio como $M_{\text{bol},\odot} = 4.74$ (resolución B2 de la Unión Astronómica Internacional (IAU); Mamajek et al. 2015). Calculamos la corrección bolométrica utilizando el ajuste polinómico de Torres (2010), que a su vez está basado en Flower (1996):

$$BC_V(T_{\text{eff}}) = a + b \cdot \log T_{\text{eff}} + c \cdot (\log T_{\text{eff}})^2 + \dots \quad (3.7)$$

Los coeficientes a , b , c , etc., que dependen del rango de temperaturas observado, son los tabulados por Torres (2010). En cuanto a las barras de error, se tomarán para las temperaturas efectivas las correspondientes a la incertidumbre en la clasificación espectral, y para las luminosidades las correspondientes a la incertidumbre en distancia, que en todos los casos hemos comprobado que domina sobre la incertidumbre introducida por T_{eff} a través de las ecuaciones 3.6 y 3.7.

Una vez dibujados los puntos y sus barras de error en el HRD, estimamos la edad de cada cúmulo mediante el ajuste de isocronas, al que añadiremos ciertos argumentos cuantitativos que compatibilicen las trazas evolutivas con las observaciones, como explicaremos más adelante en cada caso particular de cúmulo individual. Para ello, emplearemos las isocronas y trazas evolutivas confeccionadas por el grupo de Ginebra para modelos de estrellas individuales de metalicidad solar con rotación y sin rotación, en su versión más reciente (Ekström et al. 2012; Georgy et al. 2012). A diferencia de las anteriores versiones, que fueron usadas por algunos autores que hicieron primeras caracterizaciones de nuestros cúmulos (Messineo et al. 2009; Trombley 2013), las trazas actuales se han calculado utilizando recetas mejoradas para el cálculo de opacidades y de tasas de pérdida de masa y de reacciones nucleares, además de las abundancias solares actualizadas por Asplund et al. (2009). Comparativamente, estas mejoras han cambiado apreciablemente las temperaturas efectivas, las luminosidades y los tiempos de vida, sobre todo para los modelos con rotación; pondremos varios ejemplos de cómo esto afectará a nuestras determinaciones de edad. Primero, las estrellas WR pueden generarse de estrellas de menor masa, y por tanto pueden presentarse a edades algo más tardías. Segundo, hay importantes cambios en la relación de subtipos WN/WC (Georgy et al. 2012). Tercero, las nue-

vas trazas evolutivas impiden que estrellas con rotación rápida y masas iniciales $M_{\text{ini}} > 32M_{\odot}$ pasen por la fase de RSG.

Como ya se ha visto para Mercer 30 y se verá más adelante para el resto de YMCs estudiados en esta tesis, todos ellos tienen en común la presencia de estrellas WR y la ausencia de RSGs, lo que nos permitirá establecer ya de partida unos límites generales para sus edades. Primero, hay que tener en cuenta que todos son lo suficientemente masivos como para muestrear toda o prácticamente toda la IMF, pero al mismo tiempo no son tan masivos como para tener la posibilidad de albergar una población de estrellas WR y/o RSG suficientemente amplia en el sentido estadístico. Por ello, no se puede afirmar que la proporción RSG/WR sea nula, sino solamente que la probabilidad de que estos cúmulos alberguen RSGs es significativamente menor de que se observen WRs en ellos. A partir de Georgy et al. (2012, Fig. 2), se infiere que esta condición solo se cumple para $M_{\text{ini}} \gtrsim 45M_{\odot}$ en modelos sin rotación y para $M_{\text{ini}} \gtrsim 28M_{\odot}$ en modelos con rotación. Viendo los tiempos de vida anteriores a la fase WR de los modelos cercanos en masa (Georgy et al. 2012, Tabla 1), se deduce que esto equivale a un límite superior absoluto en la edad de aproximadamente 7 millones de años, que es el momento en que deberían aparecer las primeras RSGs. De forma similar, se puede inferir un límite inferior absoluto de la edad de 2 millones de años, que sería el momento en que acaba la fase O y empieza la WR para la estrella más masiva posible ($M_{\text{ini}} \approx 150M_{\odot}$; Figer 2005). Así pues, tendremos que en principio todos YMCs que carezcan de RSGs tienen edades dentro del rango general [2Myr, 7Myr].

La edad de Mercer 30

El HRD de Mercer 30, basado en los resultados de los modelos CMFGEN de sus miembros, se presenta en la Fig. 3.11, donde se han superpuesto las isocronas de 3.2 y 4.0 Myr, que son las que mejor se ajustan a los datos. Estas son las dos isocronas más jóvenes calculadas por el grupo de Ginebra; las siguientes isocronas (5.0 Myr y de edades mayores) nunca alcanzan luminosidades estelares más allá de $10^6 L_{\odot}$, lo cual estaría en clara contradicción con las observaciones. Por otra parte, se aprecia un buen acuerdo entre las isocronas de 3.2 y 4.0 Myr (considerando tanto las correspondientes a modelos con rotación como sin rotación) y todos los datos, excepto los de Mc30-01, que parece excederse en luminosidad. Sin embargo, su naturaleza binaria y su espectro compuesto (ver Sec. 3.1.5) hacen que su posición en el eje vertical de la Fig. 3.11 esté sobreestimado en una cantidad entre 0.12 y 0.30, lo cual bastaría para que sea compatible con cualquiera de las dos isocronas ajustadas.

Por la clara incompatibilidad con la isocrona de 5.0 Myr arriba explicada, el límite superior de la edad de Mercer 30 tiene que ser significativamente menor que 5.0 Myr, pero no tanto

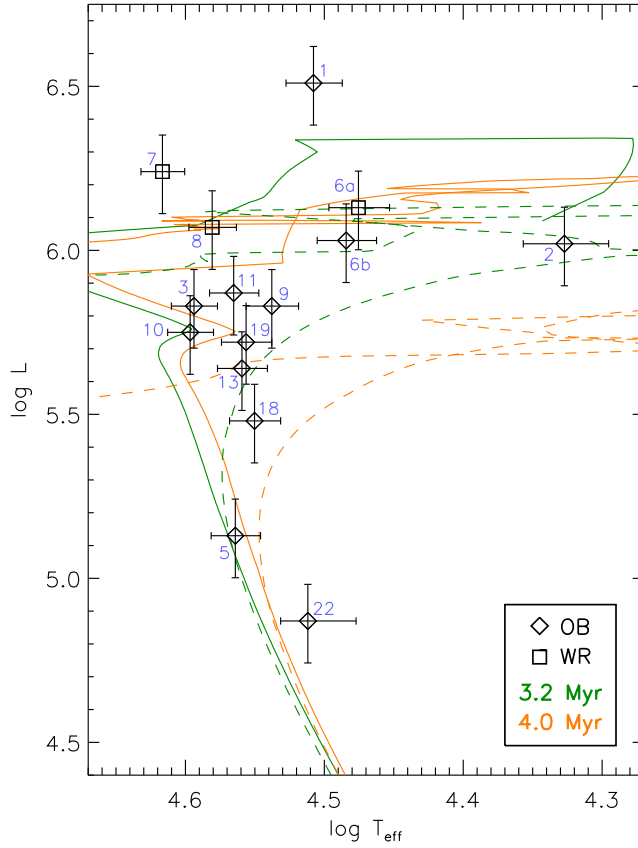


Figura 3.11: Diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 30 donde se muestran las isocronas de modelos con rotación (líneas continuas) y sin rotación (líneas discontinuas) que mejor se ajustan a los datos de estrellas modeladas. Las barras de error en T_{eff} son de 1500 K y las de L corresponden a la incertidumbre de la distancia espectrofotométrica (1.7 kpc).

como para aproximarse a la de 4.0 Myr, que se ajusta muy bien, así que de forma conservadora estableceremos este límite superior en 4.8 Myr. Por otra parte, los objetos situados en la parte cóncava de la curva del MSTO, Mc30-18 y Mc30-22, son solo marginalmente consistentes con la isocrona de 3.2 Myr, permitiendo establecer como límite inferior del cúmulo la edad de dicha isocrona. En resumen, la edad de Mercer 30 se puede expresar, haciendo la media entre los dos límites, como (4.0 ± 0.8) Myr.

Integración de la función inicial de masas

Tal como ya se expuso en la Sec. 1.1.1, la IMF sigue la forma funcional de Salpeter (1955) para el régimen supersolar de masas, mientras que para el subsolar se aplana. Una forma fun-

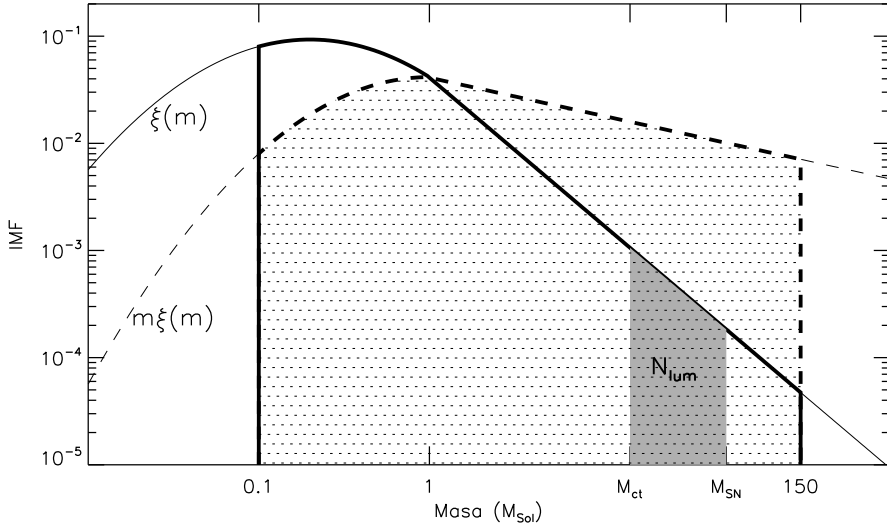


Figura 3.12: Esquema del procedimiento general para calcular la masa total de un cúmulo masivo mediante la integración de la IMF de Chabrier (2005). El eje de abscisas está, al igual que el de ordenadas, en escala logarítmica. Véase texto para la explicación de las funciones y variables que aparecen en el diagrama.

cional muy utilizada para estrellas de poca masa es la definida a trozos por Kroupa (2001), que puede ajustarse lo suficientemente bien a las observaciones, pero la discontinuidad de su pendiente no parece consistente con la suavidad que debería presentar la distribución de probabilidad de una variable aleatoria. Por ello, desde el punto de vista matemático es preferible emplear una forma funcional de la IMF donde el logaritmo de la masa presente una distribución normal, o lo que es lo mismo, una distribución log-normal respecto de la masa:

$$\xi(m) = C \cdot \exp \left[\frac{(\log m - \log m_c)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (3.8)$$

Esta forma funcional fue utilizada por primera vez por Miller y Scalo (1979), mientras que la justificación teórica (en el marco del proceso físico de formación estelar) de su uso fue proporcionada más tarde por Zinnecker (1984). Nosotros emplearemos aquí los parámetros resultantes del ajuste efectuado por Chabrier (2005) a observaciones de estrellas de poca masa, $C = 0.093$; $m_c = 0.2M_\odot$; $\sigma = 0.55$, enlazándose con la función de Salpeter (ecuación 1.1) en $1M_\odot$ (es decir, ambas IMFs son idénticas en el rango supersolar). La función de Chabrier (2005) así definida aparece representada en la Fig. 3.12 por una línea continua.

Por otra parte, el número de estrellas incluidas en el intervalo $[m_1, m_2]$ y la masa contenida en ellas se calculan, respectivamente, mediante las siguientes integraciones:

$$N_{1,2} = \int_{m_1}^{m_2} \xi(m) d \log m \quad (3.9)$$

$$M_{1,2} = \int_{m_1}^{m_2} m \xi(m) d \log m \quad (3.10)$$

Todo ello nos permitirá calcular la masa total (se sobreentiende que inicial) de un YMC basándonos en el conteo de estrellas que se hallan dentro del intervalo de masa determinado. El procedimiento, ilustrado en la Fig. 3.12, es el siguiente:

1. Buscamos una luminosidad de corte L_{ct} , o alternatively una magnitud aparente de corte K_{ct} , que cumpla las siguientes condiciones:
 - Que se corresponda de forma unívoca con una masa evolutiva determinada, M_{ct} , fácilmente calculable mediante los modelos de Ginebra para la edad estimada del cúmulo. La región del HRD más adecuada para este propósito es la correspondiente a la MS o incluso al MSTO, donde hay una relación directa entre masa y luminosidad a lo largo de cada isocrona.
 - Que las estrellas más luminosas/brillantes que el corte escogido puedan contarse con la mayor fiabilidad posible, pero siendo el número resultante estadísticamente significativo (típicamente, más de una docena).
2. Apoyándonos de nuevo en los modelos evolutivos, estimamos la masa M_{SN} que tendría una estrella que estallara como supernova a la edad del cúmulo.
3. Contamos en el CMD y/o el HRD el número de miembros del cúmulo, N_{lum} , que sean más luminosos (o brillantes) que ese límite, y que por tanto su masa inicial esté comprendida entre M_{ct} y M_{SN} .
4. Utilizamos la ecuación 3.9, haciendo $m_1 = M_{ct}$ y $m_2 = M_{SN}$ para escalar la IMF de Chabrier (2005) de tal forma que se obtenga $N_{1,2} = N_{lum}$ (área sombreada en la Fig. 3.12).
5. Introducimos la IMF escalada en la ecuación 3.10, haciendo $m_1 = 0.1M_{\odot}$ y $m_2 = 150M_{\odot}$, dando como resultado la masa total del cúmulo (área punteada bajo la línea gruesa de trazos en la Fig. 3.12).

Aquí estamos utilizando $0.1M_{\odot}$ como límite aproximado que separa los regímenes estelar y subestelar, y el límite máximo de masa estelar inicial de $150M_{\odot}$ inferido observacionalmente

por Figer (2005). Por otra parte, debemos señalar que la IMF utilizada se ha calculado para estrellas individuales, así que tendremos que discutir la incertidumbre introducida por nuestro desconocimiento de la tasa de binariedad.

La masa total de Mercer 30

Aplicaremos aquí el procedimiento arriba explicado al caso de Mercer 30, en el que tenemos tres ventajas que nos permiten llegar a un resultado más preciso que para otros cúmulos incluidos en esta tesis. La primera es que disponemos de una muestra casi completa de miembros del cúmulo espectroscópicamente confirmados para magnitudes $K_S < 12$ (véase Fig. 3.8). La segunda consiste en la valiosa información sobre la binariedad obtenida en la Sec. 3.1.5 gracias a las observaciones multiépoca. Y la tercera está relacionada con las masas estelares calculadas mediante modelos (Tabla 3.7), que permitirán una verificación adicional del intervalo de masas $[M_{\text{ct}}, M_{\text{SN}}]$.

En el caso de Mercer 30, parece adecuado escoger el límite de $K_S = 12$ que separa claramente las supergigantes y de las no supergigantes (como averiguamos en la Sec. 3.1.2), por encima del cual disponemos de una muestra casi completa de miembros del cúmulo confirmados espectroscópicamente. Mediante comparación entre el CMD (Fig. 3.8) y el HRD (Fig. 3.11), podemos establecer que este corte en magnitud equivale en luminosidad a $\log(L_{\text{ct}}/L_{\odot}) \approx 5.3$ (en la zona más alta de la MS), gracias a que en esta región todos los miembros del cúmulo son de tipos espectrales similares y por tanto sus valores de T_{eff} son parecidos. Examinando las isocronas del grupo de Ginebra (Ekström et al. 2012) correspondientes a 4.0 y 3.2 Myr, determinamos respectivamente masas de corte de $M_{\text{ini}} = 31M_{\odot}$ y $M_{\text{ini}} = 33M_{\odot}$, resultando ser independientes de la rotación de los modelos. Para tener en cuenta la incertidumbre en la edad, utilizaremos el siguiente valor final para la masa de corte: $M_{\text{ct}} = (31 \pm 2)M_{\odot}$. Las masas espectroscópicas actuales de las estrellas modeladas de luminosidades inmediatamente inferior (Mc30-05, $19M_{\odot}$) y superior (Mc30-18, $34M_{\odot}$) a L_{ct} son consistentes con este resultado, ya que las diferencias entre masas iniciales y actuales son aún pequeñas ($\sim 1M_{\odot}$) en la parte alta de la MS.

La determinación del límite superior para el conteo de estrellas, M_{SN} , se complica por la evolución mucho más lenta de los modelos con rotación, dando lugar a masas significativamente mayores (a igual edad) que en el caso sin rotación, en concreto $M_{\text{ini}} = 90M_{\odot}$ frente a $M_{\text{ini}} = 70M_{\odot}$. Como compromiso, tomaremos simplemente un valor intermedio dado como $M_{\text{SN}} = (75 \pm 10M_{\odot})$. A diferencia del caso de M_{ct} , no es posible llevar a cabo una adecuada comprobación de la validez de la estimación de M_{SN} mediante comparación con las observaciones, debido a las siguientes fuentes de incertidumbre. Primero, las estrellas muy ma-

sivas y evolucionadas tienen vientos densos que impiden una determinación fiable de la masa espectroscópica, tal como se explicó en la Sec. 3.1.3. Segundo, la comparación entre masas iniciales y actuales está fuertemente obstaculizada por el hecho de haber sufrido una pérdida de masa importante pero incierta, siendo muy dependiente del modelo evolutivo considerado, y en especial de su velocidad de rotación. Y por último, los valores estimados de masa para los miembros más masivos del cúmulo pueden ser significativamente mayores a sus masas evolutivas esperadas; por ejemplo, la mayor masa espectroscópica (Mc30-01) está sobreestimada por corresponder a una estrella binaria (véase Sec. 3.1.5), y las masas reales de otras estrellas muy masivas pueden haberse incrementado como resultado de la evolución de binarias (Schneider et al. 2014).

En el CMD de Mercer 30 pueden contarse 13 miembros del cúmulo confirmados espectroscópicamente, más otras tres estrellas (etiquetadas en la Fig. 3.8) como A, B, C), que cumplen simultáneamente el criterio de color $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$ y la condición $K_S < 12$ arriba escogida. Los objetos B y C están muy cerca del centro del cúmulo (ambos a $r < 10''$), lo que hace extremadamente improbable que sean contaminantes (véase Fig. 3.7). El caso del objeto A es más incierto, que por encontrarse en la región $20'' < r < 45''$ tiene una probabilidad de pertenencia a Mercer 30 de solo un 80 %, así que tendremos que contemplar tanto la posibilidad de que sea miembro del cúmulo como la de que no lo sea.

Por otra parte, de entre estos dieciséis objetos que son miembros probables del cúmulo hay que tener en cuenta el cómputo de estrellas secundarias en un sistema binario que también puedan cumplir $L^{(2)} > L_{ct}$, evaluando esta posibilidad en términos de espectros compuestos. Debemos recordar aquí que, según lo discutido en la Sec. 3.1.5, los sistemas binarios de espectro compuesto, donde ambas componentes son de tipo temprano, cumplen $\log(L^{(1)}/L^{(2)}) \lesssim 0.5$. Según los casos que se nos presentan, contaremos las estrellas de Mercer 30 de la siguiente forma:

- En el caso de que una estrella con espectro compuesto cuya luminosidad integrada supere a L_{ct} en al menos 0.5 órdenes de magnitud, podemos garantizar que las dos componentes tienen masas superiores a M_{ct} . Por tanto, el único objeto que cumple esta condición, que es Mc30-01, será contabilizado como dos estrellas de masas $M > M_{ct}$.
- En los otros tres casos de espectro compuesto (Mc30-10, Mc30-13 y Mc30-18), no podemos saber si la masa de la estrella secundaria es mayor o menor que M_{ct} , por lo que serán contabilizados en su conjunto como una horquilla entre 3 y 6 estrellas.
- Siguiendo la discusión de la Sec. 3.1.5, los tres casos de estrellas binarias confirmadas que no muestran rasgos espectrales compuestos (Mc30-06a, Mc30-07, y Mc30-09) pue-

den estar formados o bien por dos estrellas muy similares o bien por dos componentes cuya relación de luminosidades sea $\log(L^{(1)}/L^{(2)}) \gtrsim 0.5$. Esta ambigüedad nos lleva a contabilizar estos tres objetos en su conjunto de la misma forma que en el caso anterior: entre 3 y 6 estrellas.

- Los seis objetos modelados no muestran signos de binariedad, por lo que o son estrellas individuales o son binarias donde la secundaria es poco luminosa. Por tanto, serán contabilizados como 6 estrellas.
- Sobre los objetos A, B y C no tenemos ninguna información acerca de su binariedad, y además solo en dos de estos casos tenemos una casi total certeza de pertenencia a Mercer 30. Por otra parte, el objeto C está tan cerca de $K_S = 12$ que en caso de ser una binaria, una de las componentes o incluso las dos (en el caso de dos estrellas casi idénticas) caerían por debajo de L_{ct} . Contemplando todas las posibilidades, estos tres objetos se contabilizan con una horquilla entre 2 y 6 estrellas.

En total, el número de estrellas con masas iniciales comprendidas entre M_{ct} y M_{SN} está en el rango $[16, 25]$, por lo que el resultado puede ser expresado alternativamente como $N_{lum} = 20.5 \pm 4.5$. Utilizando estos datos para calibrar la IMF, obtenemos una masa estelar total de $1.6 \times 10^4 M_{\odot}$.

Existen dos tipos de incertidumbre inherentes al método empleado que afectan a este resultado:

1. Errores observacionales. Cada uno de los valores M_{ct} , M_{SN} y N_{lum} , inferidos observacionalmente, tiene su propia incertidumbre. Estimamos el margen de error que cada uno de ellos propaga a la masa variándolos de forma independiente hasta los límites de sus rangos, y entonces combinamos los tres márgenes de error así obtenidos para hallar la incertidumbre observacional de la masa, que resulta ser $\pm 0.5 \times 10^4 M_{\odot}$. Debemos aquí señalar que la contribución dominante corresponde al error de N_{lum} .
2. Errores estadísticos. Aunque la IMF se defina como una distribución de probabilidad continua, esta en realidad se muestrea de forma discreta y aleatoria a la hora generarse una población finita de estrellas. Tal como ya señalaron Barbaro y Bertelli (1977) y más adelante analizaron Cerviño et al. (2000, 2002); Cerviño y Luridiana (2006), la naturaleza del muestreo de masas estelares da lugar a fluctuaciones estocásticas en las propiedades reales de la población integrada. En el caso que nos ocupa, hemos de tener en cuenta la fluctuación de la relación entre la masa del cúmulo y el número N_s de estrellas que el muestreo de la IMF sitúa en el rango $31M_{\odot} < M < 75M_{\odot}$. Para

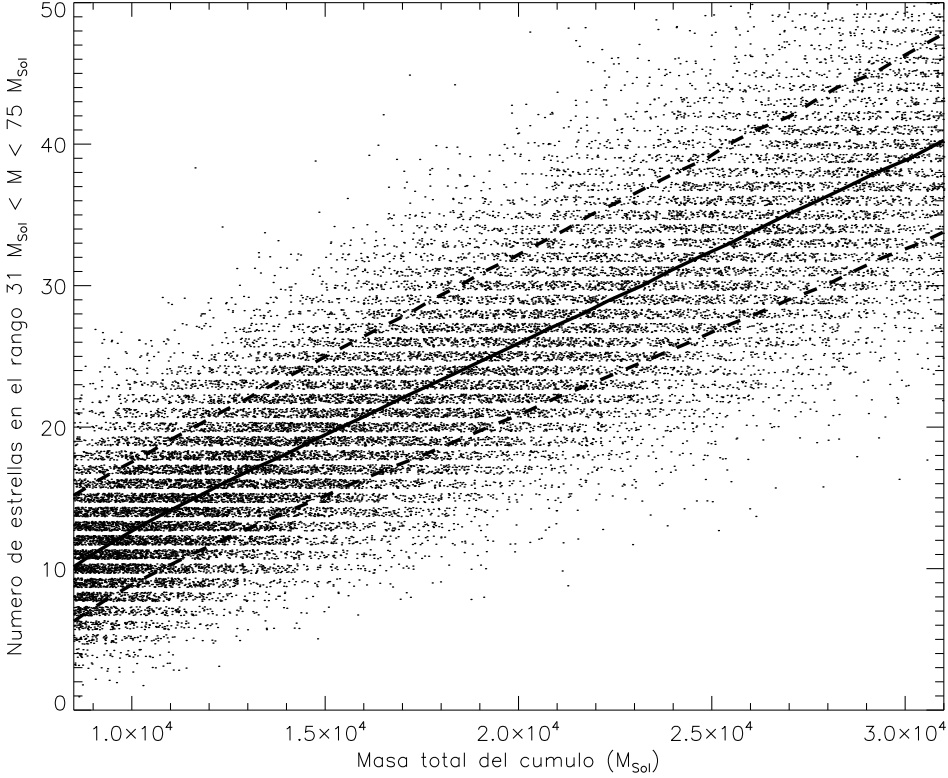


Figura 3.13: Resultado de la simulación de Montecarlo de cúmulos confeccionados siguiendo la IMF de Chabrier (2005) aplicada al cálculo de la masa de Mercer 30. Para una mejor visualización, solo se ha representado el 5% de los cúmulos simulados, y a cada número N_s de estrellas (por definición, un número entero) comprendidas en el rango $31M_\odot < M < 75M_\odot$ se le ha añadido un número aleatorio entre $-1/3$ y $+1/3$. Las líneas continua y discontinua representan, respectivamente, la media y la desviación típica de la masa para cada valor de N_s .

ello, llevamos a cabo una simulación de Montecarlo de 10^6 cúmulos cuyas masas están uniformemente distribuidas en el rango $3.7 < \log M_{\text{cúmulo}} < 4.7$. Todos estos cúmulos sintéticos se generan, por supuesto, siguiendo la misma IMF y con los mismos límites que consideramos para el cálculo de la masa de Mercer 30. Por cada cúmulo generado contamos el número N_s , que aparece representado en función de la masa total en la Fig. 3.13. Entonces, seleccionamos solo cúmulos sintéticos que cumplen $N_s = 20$ or $N_s = 21$; dicho de otra manera, tomamos $N_s \approx N_{\text{lum}}$. La masa media de los 42344 cúmulos así seleccionados es, tal como cabía esperar, $1.6 \times 10^4 M_\odot$, mientras que su desviación típica es de $0.4 \times 10^4 M_\odot$. Interpretamos este último número como la incertidumbre estadística asociada al cálculo de la masa de Mercer 30.

Tras combinar los dos tipos de errores, expresamos el resultado final de la integración de la IMF como $M_{\text{Mc30}} = (1.6 \pm 0.6) \times 10^4 M_{\odot}$.

3.1.7. Medio circundante y posición en la Vía Láctea

Base científica y técnicas generales

Tal como explicamos la Sec. 1.2.1, los cúmulos se suelen agrupar en complejos, y como se ha observado en otras galaxias espirales (Véase por ejemplo Grosbøl y Dottori 2012), los complejos de cúmulos muestran una fuerte preferencia por localizarse en los brazos galácticos. Por ello, la localización de YMCs en la Vía Láctea tiene importantísimas implicaciones para el estudio de la estructura Galáctica y de los procesos de formación estelar, enlazando las escalas estelar y Galáctica a través de los complejos de formación estelar (véase Sec. 1.3). Con esta motivación, en esta sección estudiaremos las localizaciones de los cúmulos presentados en esta tesis en el contexto de su medio circundante y de las componentes estructurales de la Vía Láctea.

Antes de referirnos al caso concreto de Mercer 30, es necesario aclarar que los YMCs pueden presentar una gran diversidad de condiciones ambientales (como veremos a lo largo de toda esta tesis), y que por tanto los métodos de estudio de las regiones circundantes deberán particularizarse según el entorno en que cada cúmulo se encuentre. Como además, los datos observados por nuestro grupo se limitan a los cúmulos y no a sus alrededores, el enfoque del estudio del medio circundante dependerá también de los datos y resultados disponibles en los catálogos públicos y en la literatura. Sin embargo, es posible describir en líneas generales las técnicas empleadas para estos propósitos.

Por una parte, examinaremos las imágenes del sondeo público GLIMPSE, con especial énfasis en la banda de $8 \mu\text{m}$ de IRAC/Spitzer. Las imágenes del plano galáctico en esta banda se caracterizan por mostrar extensas nebulosas, cuya emisión está dominada por moléculas de hidrocarburos policíclicos aromáticos excitadas por fotones ultravioletas y que reemiten en el infrarrojo. Dichos fotones ultravioletas provienen predominantemente de regiones H II, por lo que las intensas nebulosas observadas en $8 \mu\text{m}$, que a menudo presentan forma de burbuja, trazan las regiones de fotodisociación que se forman alrededor de las regiones H II generadas por estrellas masivas (Churchwell et al. 2009). A la emisión extendida en la banda de $8 \mu\text{m}$ también contribuye de forma menos espectacular, pero también significativa, el continuo generado por el polvo caliente, que normalmente se encuentra en nubes moleculares donde se llevan a cabo procesos de formación estelar. Así pues, la morfología de emisiones extendidas en la banda de $8 \mu\text{m}$ viene determinada por los procesos de formación estelar recientes o

actuales.

Por otra parte, llevamos a cabo una búsqueda detallada de objetos relacionados con la formación estelar en áreas de cielo amplias ($\sim 1^\circ$) alrededor del cúmulo, cuyos datos estén disponibles en la literatura. Para este propósito utilizamos las bases de datos *Simbad* y *VizieR*, así como el atlas interactivo *Aladin*, facilitando este último el análisis visual de la distribución espacial de los objetos de interés. Más en concreto, los objetos asociados a formación estelar que buscamos son YSOs o candidatos a YSOs; Objetos Verdes Extendidos (EGOs; Cyganowski et al. 2008), nubes moleculares; regiones H II, y ciertos tipos de máser, específicamente los de H_2O , OH, CH_3OH y SiO.

No obstante, la mera presencia de estos tipos de objeto en la misma región del cielo que un cúmulo no basta para asegurar que estén relacionados físicamente, pues pueden encontrarse a diferentes distancias pero superpuestos en la misma línea de visión. Por ello, evaluaremos todos los indicios posibles de relación física entre cúmulos y sus entornos, basándonos tanto en la morfología espacial de su distribución como en las mediciones de velocidad radial que haya disponibles en la literatura.

También utilizaremos las velocidades radiales de objetos en los entornos de los cúmulos, junto con las velocidades radiales y distancias estimadas en esta tesis para los cúmulos (secciones 3.1.5 y 3.1.4, respectivamente), para emplazar estos objetos dentro de su contexto Galáctico en términos de cinemática y estructura. Específicamente, comprobaremos hasta qué punto las velocidades radiales y distancias medidas a los cúmulos son consistentes con la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993), y evaluaremos la posibilidad de pertenencia de los cúmulos y sus regiones circundantes a componentes estructurales del disco de la Vía Láctea (barra, brazos espirales). Debemos aquí señalar que los cálculos cinemáticos y de distancia de la Vía Láctea dependen de dos constantes Galácticas que no están totalmente bien determinadas: el radio galactocéntrico del Sol, $R_\odot^{(\text{GC})}$, y la velocidad circular a dicho radio, Θ_\odot . A menos que se diga lo contrario, en lo sucesivo utilizaremos los valores establecidos por convenio (resolución de 1985 de la IAU; Wielen 1986): $R_\odot^{(\text{GC})} = 8.5 \text{ kpc}$; $\Theta_\odot = 220 \text{ km s}^{-1}$ (véanse los detalles en Kerr y Lynden-Bell 1986).

Mercer 30 y el complejo del Pez Dragón

El cúmulo Mercer 30 está situado dentro de la región G298.4-0.4, más conocida como Nebulosa del Pez Dragón por su apariencia en las imágenes de GLIMPSE, que fue descubierta por Russeil (1997). Este autor la detectó como un grupo de regiones H II situadas aproximadamente a la misma distancia ($\sim 10 \text{ kpc}$), excepto una (RCW 64) que resultó estar significativamente más cerca.

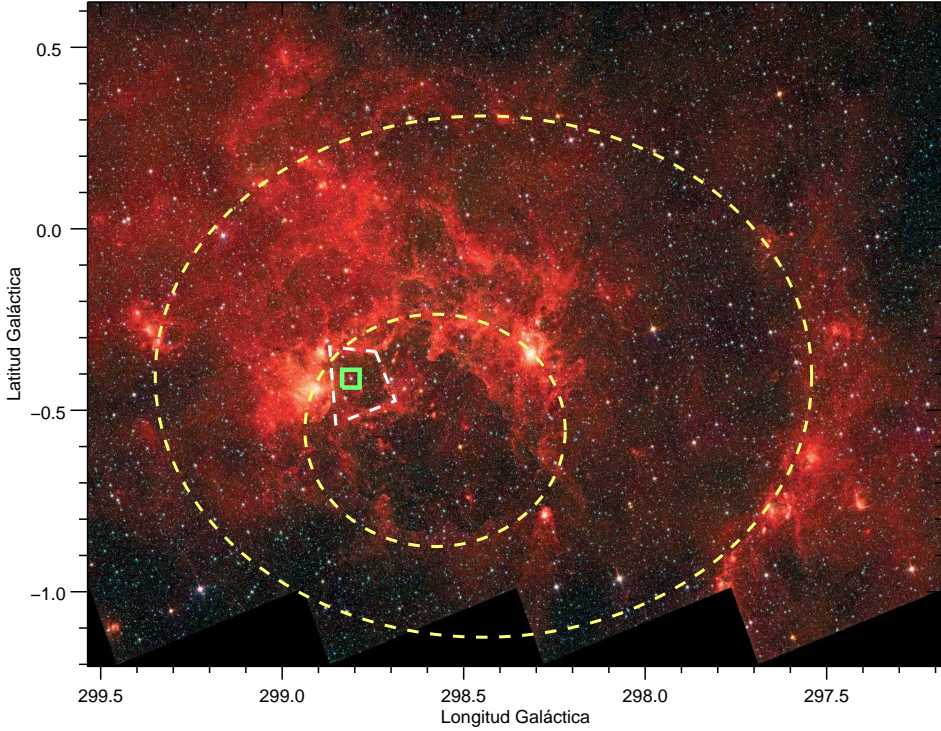


Figura 3.14: Imagen RGB del sondeo público GLIMPSE (rojo: $8.0 \mu\text{m}$; verde: $4.5 \mu\text{m}$; azul: $3.6 \mu\text{m}$) de la Nebulosa del Pez Dragón. Las cavidades encontradas por Murray y Rahman (2010) y Rahman y Murray (2010) están marcadas con línea amarilla discontinua. La línea discontinua blanca marca la burbuja con forma de caja que hemos encontrado alrededor de Mercer 30 (cuadrado verde).

La Nebulosa del Pez Dragón fue también detectada en microondas por el satélite WMAP (Bennett et al. 2003), tal como presentaron Murray y Rahman (2010). Estos autores utilizaron datos de los sondeos espaciales WMAP, MSX (Mill et al. 1994) y GLIMPSE para buscar de forma sistemática los complejos de formación estelar más luminosos (en infrarrojos y microondas) de la Vía Láctea, encontrando múltiples burbujas gigantes de ISM ionizado (véase también Rahman y Murray 2010). En las imágenes de GLIMPSE de la Nebulosa del Pez Dragón, Murray y Rahman (2010) indicaron la presencia de dos cavidades en la banda de $8.0 \mu\text{m}$, estando una de ellas encerrada dentro de la otra. La más grande está demarcada principalmente por un borde brillante en $l \sim 297.5$ y la nube correspondiente a RCW 64, mientras que la cavidad interior está delimitada por las siguientes regiones H II: GAL 298.19-0.78, GAL 298.23-0.33, WMG70 298.8-0.3 y GAL 298.87-0.43 (Wilson et al. 1970; Caswell y Haynes 1987). En la Fig. 3.14 se marcan de forma aproximada estas dos cavidades, junto con una burbuja más pequeña, con forma de caja, visible en $8.0 \mu\text{m}$ en torno a Mercer 30, que nunca había sido mencionada

en estudios anteriores al nuestro. Esta burbuja es un indicio de la pertenencia de Mercer 30 a la región, estando seguramente inflada por los procesos de retroalimentación de la población masiva del cúmulo.

Con el objeto de encontrar evidencias adicionales de la pertenencia de Mercer 30 a la región de la Nebulosa del Pez Dragón, hemos hecho una búsqueda de objetos asociados a formación estelar, tal como explicamos más arriba, en los que además haya disponible en la literatura alguna medida de velocidad radial. Los resultados de esta búsqueda, que incluyen regiones H II, nubes moleculares gigantes y máseres de agua y de metanol, aparecen en la tabla 3.12. La gran mayoría de estas medidas de velocidad radial están en el rango $[16, 41] \text{ km s}^{-1}$, con lo que se demuestra que estos objetos constituyen un verdadero complejo de formación estelar. Tomamos el promedio de esta mayoría de velocidades, $v_{\text{LSR}} = (26.3 \pm 5.5) \text{ km s}^{-1}$, como la velocidad radial del complejo del Pez Dragón. Solo cinco de las medidas de velocidad radial se desvían muy claramente del patrón mencionado (en más de 4σ), y cuatro de ellas están en la parte este de la Nebulosa (que incluye la región cercana RCW 64). El hecho de que ni una sola de las medidas en $l > 299.1^\circ$ sea compatible con su pertenencia al complejo del Pez Dragón implica que parte de la emisión observada en $8.0\mu\text{m}$ no está físicamente relacionada con el complejo; probablemente, esta parte no solo incluya RCW 64, ya que en solo dos de los casos los signos de formación estelar son coincidentes espacialmente con dicha región cercana y además con velocidades radiales compatibles entre sí.

En la Fig. 3.15 se muestra una comparación de velocidades radiales entre Mercer 30 (véase Sec. 3.1.5) y el complejo del Pez Dragón, incluyendo todos los objetos de la Tabla 3.12, respecto de dos ejes diferentes: la longitud Galáctica y la distancia heliocéntrica. En el último caso se dibuja también la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993), y se muestra la distancia a Mercer 30 obtenida en la Sec. 3.1.4. En ambas partes del diagrama se ha marcado también por dónde pasa el brazo espiral de Sagitario-Carina, según el modelo polinómico-logarítmico que Hou y Han (2014) ajustaron a regiones H II, tomando $R_{\odot}^{(\text{GC})} = 8.5 \text{ kpc}$.

Como se aprecia en la Fig. 3.15, la velocidad radial de Mercer 30 es compatible con la del complejo del Pez Dragón, y esta última con la pertenencia a la parte lejana del brazo espiral de Sagitario-Carina, aunque posiblemente con una velocidad peculiar del complejo de $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$ respecto al brazo. Nótese que solo gracias a la pertenencia al complejo con dicha velocidad peculiar se puede afirmar que Mercer 30 pertenece al brazo de Sagitario-Carina, y que añadiendo a ello el resultado de la distancia, sería más bien consistente con estar situados, tanto el cúmulo como la Nebulosa del Pez Dragón, en la parte exterior del brazo espiral mencionado. La pequeña diferencia de velocidades no nos supone en realidad ningún problema, teniendo en cuenta que tanto el modelo de brazo espiral como la curva de rotación son ideal-

Tabla 3.12: Medidas de velocidad radial de regiones H II, nubes moleculares gigantes y máseres en la Nebulosa del Pez Dragón

l (°)	b (°)	v_{LSR} (km s ⁻¹)	Tipo	Referencias
297.400	-0.500	22	Nube molecular	10
297.406	-0.622	27	Máser de metanol	8, 10
297.506	-0.765	23	Región H II	3, 10
297.655	-0.977	26	Región H II	3, 10
297.658	-0.975	30.7	Región H II	2, 10
297.660	-0.973	24	Máser de agua	4
298.177	-0.795	25.2	Máser de metanol	8, 10
298.183	-0.786	22.7	Región H II	2, 10
298.187	-0.782	16	Región H II	3, 10
298.200	-0.300	30.6	Región H II	11, 10
298.20	-0.30	34.5	Región H II	9
298.213	-0.343	35.2	Máser de metanol	8, 10
298.213	-0.338	37	Máser de metanol	5
298.224	-0.341	28.5	Máser de agua	4
298.224	-0.342	24	Máser de agua	1
298.228	-0.331	31	Región H II	3, 10
298.559	-0.114	23	Región H II	3, 10
298.600	+0.100	-35	Nube molecular	10
298.632	-0.362	41	Máser de metanol	8, 10
298.723	-0.086	19.5	Máser de metanol	8, 10
298.800	-0.300	25	Región H II	11, 10
298.800	-0.200	25	Nube molecular	10
298.838	+0.125	21.5	Región H II	2, 10
298.858	-0.436	28.5	Región H II	2, 10
298.868	-0.432	25	Región H II	3, 10
298.900	-0.400	24.2	Región H II	11, 10
298.90	-0.40	29	Región H II	9
298.900	-0.400	25	Región H II	6, 10
299.013	+0.128	18.8	Máser de metanol	8, 10
299.013	+0.130	26	Máser de agua	4
299.015	+0.129	18	Máser de metanol	5
299.016	+0.148	23	Región H II	3, 10
299.016	+0.148	25	Máser de agua	1
299.152	+0.009	1.9	Región H II	2, 10
299.363	-0.257	-37	Región H II	3, 10
299.400	-0.300	-52	Región H II	7, 10
299.400	-0.100	-6	Nube molecular	10

Referencias. (1) Braz y Epchtein (1983); (2) Bronfman et al. (1996); (3) Caswell y Haynes (1987); (4) Caswell et al. (1989); (5) Caswell et al. (1995); (6) Churchwell et al. (1974); (7) Dickel y Milne (1972); (8) Green et al. (2012); (9) Gillespie et al. (1977); (10) Hou y Han (2014); (11) Wilson et al. (1970).

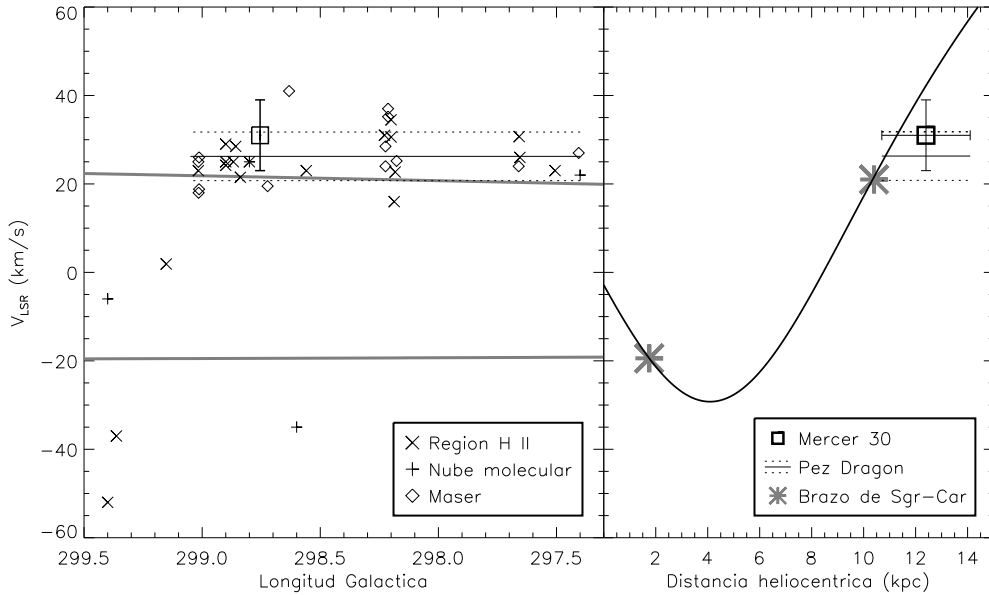


Figura 3.15: Velocidad radial frente a longitud Galáctica (izquierda) y distancia heliocéntrica (derecha) de Mercer 30 y el complejo de formación estelar del Pez Dragón. En el panel izquierdo aparecen todas las velocidades disponibles en la literatura de trazadores de formación estelar, mientras que en el derecho se dibuja (en negro) la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993) a lo largo de la línea de visión del cúmulo. En ambos aparece (en gris) el cruce del brazo espiral de Sagitario-Carina según el ajuste de Hou y Han (2014), y las líneas rectas negras horizontales representan la velocidad promedio (línea continua) y la desviación típica (líneas discontinuas) calculados para el complejo; véase texto para más información.

zaciones teóricas que no tienen en cuenta irregularidades ni inhomogeneidades cinemáticas de la Galaxia (véanse por ejemplo las descritas por Alvarez et al. 1990; Shetty y Ostriker 2006), y por tanto no tienen por qué coincidir exactamente con la realidad. De hecho, Alvarez et al. (1990) ya encontraron una anomalía similar en el campo de velocidades del brazo de Sagitario-Carina a distancias galactocéntricas de $0.8 - 0.9 R_{\odot}^{(GC)}$ (algo menores que la de los objetos aquí estudiados, como veremos más abajo)

Tradicionalmente, se han medido las distancias a los signos de formación estelar de forma cinemática, es decir, suponiendo que su velocidad radial coincide con la curva de rotación galáctica (véase Russeil 1997, para el caso de algunas componentes de la Nebulosa del Pez Dragón). Calculando la distancia de esta manera con nuestros datos y la curva de (Brand y Blitz 1993), obtendríamos que el complejo del Pez Dragón estaría a $10.8^{+0.6}_{-0.5}$ kpc, pero no estaríamos teniendo en cuenta las posibles anomalías cinemáticas. Por ello, preferimos dar como distancia al complejo de formación estelar el mismo resultado que para Mercer 30,

(12.4 ± 1.7) kpc apoyándonos en su membresía (aún así, nótese que ambos rangos de incertidumbre llegan a superponerse parcialmente). Asumiendo $R_{\odot}^{(GC)} = 8.5$ kpc, obtendríamos así una distancia galactocéntrica de $R_{\text{Pez Dragon}}^{(GC)} \approx R_{\text{Mc30}}^{(GC)} = 11.2^{+1.3}_{-1.2}$ kpc para ambos objetos.

Dada la enorme envergadura de la Nebulosa del Pez Dragón (~ 400 pc) para las distancias arriba estimadas, y su riqueza en signos de formación estelar, podemos sospechar que Mercer 30 no es el único cúmulo del complejo. Por ello, hemos examinado los rastreos publicados de candidatos a cúmulos (Tabla 1.1) en el mismo área de cielo. Para evitar cúmulos no relacionados con el complejo de formación estelar (por ejemplo, más viejos de lo que deberían ser), así como sobredensidades espurias de estrellas, hemos seleccionado solo aquellos candidatos que coinciden espacialmente con alguno de los siguientes signos de formación estelar:

- Los objetos de la Tabla 3.12 u otros de los mismos tipos aunque no haya medidas disponibles de velocidad radial.
- YSOs o candidatos a YSO, especialmente si están agrupados en forma de cúmulo. Los que hemos encontrado en catálogos en Vizier están marcados con cruces rojas en la Fig. 3.16.
- EGOs del catálogo de Cyganowski et al. (2008)
- Emisión intensa en $8.0 \mu\text{m}$, tal como se muestra en la Figs. 3.14 y 3.16, que si está concentrada en torno al cúmulo o candidato a cúmulo, es interpretada como una región H II.
- Resultados de la caracterización del cúmulo o presencia confirmada espectroscópicamente de estrellas masivas, en caso de cúmulo confirmado.

De entre los candidatos a cúmulos que seleccionaríamos de esta manera deben excluirse VVV CL012, La Serena 30 y La Serena 31 (Borissova et al. 2011; Barbá et al. 2015) debido a que son espacialmente coincidentes con la región cercana RCW 64. Por otra parte, en el proceso de búsqueda, encontramos accidentalmente un grupo compacto de candidatos a YSO en $(l, b) \approx (297.65, -0.98)$, que está rodeado de nubes y burbujas claramente visibles en la banda de $8.0 \mu\text{m}$ de GLIMPSE, y muy próximo al máser de agua Caswell H₂O 297.66-00.97 (Caswell et al. 1989). Consideraremos este objeto un nuevo candidato a cúmulo descubierto por nosotros, ya que su presencia nunca ha sido mencionada en la literatura.

Teniendo en cuenta todo ello, hemos seleccionado un total de 19 cúmulos o candidatos a cúmulos con gran probabilidad de pertenencia al complejo del Pez Dragón, y que se presentan en la Tabla 3.13 y la Fig. 3.16. Aquellos que han sido confirmados pero no tienen signos de

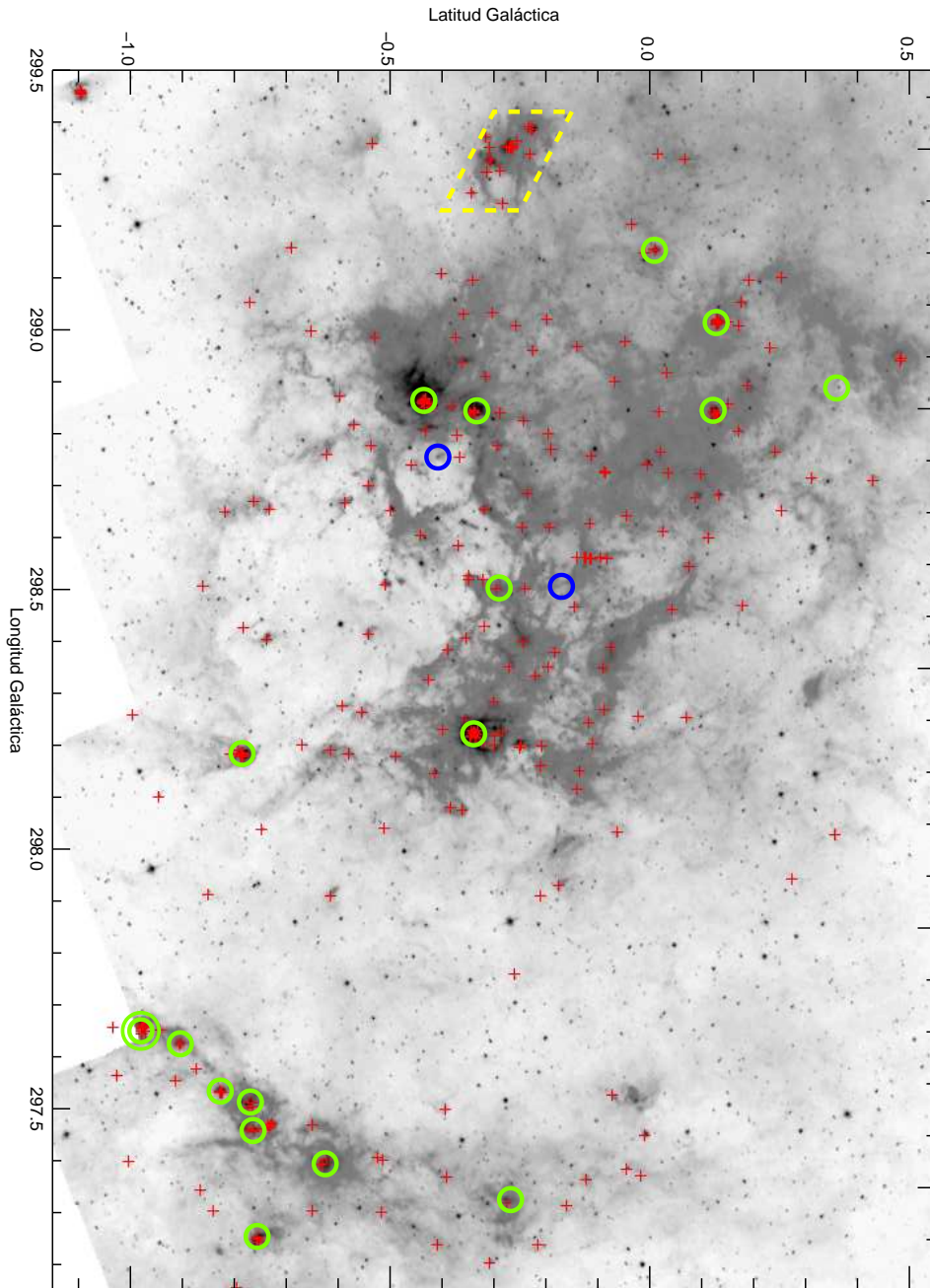


Figura 3.16: Imagen de la Nebulosa del Pez Dragón en la banda de $8.0 \mu\text{m}$ de GLIMPSE donde se muestran las posiciones de los YSOs o candidatos a YSOs (cruces rojas), los cúmulos o candidatos a cúmulos con signos asociados de formación estelar (círculos verdes) y los cúmulos donde se han confirmado estrellas WR (círculos azules). El nuevo candidato aquí presentado se marca con doble círculo. El polígono dibujado con línea discontinua amarilla encierra la región RCW 64, más cercana que la del Pez Dragón.

Tabla 3.13: Cúmulos o candidatos con gran probabilidad de pertenencia al complejo de formación estelar del Pez Dragón.

ID	l (°)	b (°)	Estatus	Evidencias ^a	Refs.
La Serena 17	297.254	-0.756	Candidato	RH2, CY, Bb	1
La Serena 18	297.325	-0.268	Candidato	RH2	1
Mercer 28	297.394	-0.625	Candidato	RH2, CY, Ms	7
La Serena 19	297.458	-0.764	Candidato	RH2, CY	1
Mercer 29	297.513	-0.769	Candidato	RH2, CY	7
La Serena 20	297.534	-0.827	Candidato	RH2, CY	1, 8
La Serena 22	297.625	-0.904	Candidato	RH2, CY	1
Nuevo candidato	297.65	-0.98	Candidato	RH2, CY, Ms, Bb	10
DBSB 75	298.184	-0.785	Confirmado	RH2, CY, Ms, PC	4,5
DBSB 74	298.222	-0.339	Candidato	RH2, YSO, CM	4
La Serena 24	298.503	-0.290	Candidato	RH2	1
VVV CL011	298.506	-0.170	Confirmado	EMCE, PC	2,3
Mercer 30	298.755	-0.408	Confirmado	EMCE, Bb, PC	6,7,10
DBSB 129	298.844	-0.333	Confirmado	RH2, CY	4,5
La Serena 27	298.845	+0.122	Candidato	RH2, CY	1
Mercer 31	298.864	-0.435	Candidato	RH2, CY	7
La Serena 28	298.888	+0.360	Candidato	CE	1
G3CC 2	299.014	+0.128	Candidato	YSO, CM	8
La Serena 29	299.153	+0.009	Candidato	RH2, CY	1

(^a) Se utilizan las siguientes abreviaturas: Bb, Burbuja; CE, Cúmulo de EGOs; CM, Cúmulo de Máseres; CY, Cúmulo de YSOs; EMCE, Estrellas Masivas Confirmadas Espectroscópicamente; Ms, Máser; PC, Parámetros del Cúmulo (véase texto); RH2, Región H II; YSO, Objeto Estelar Joven.

Referencias. (1) Barbá et al. (2015); (2) Borissova et al. (2011); (3) Chené et al. (2013); (4) Dutra et al. (2003); (5) Kharchenko et al. (2013); (6) Kurtev et al. (2007); (7) Mercer et al. (2005); (8) Morales et al. (2013); (9) Solin et al. (2014); (10) Este trabajo.

que actualmente se estén formando estrellas, necesitan aclaraciones adicionales (excepto, por supuesto, Mercer 30, para el que nos remitimos a secciones previas de este capítulo). En primer lugar, Kharchenko et al. (2013) confirmaron y caracterizaron el cúmulo DBSB 75 (Dutra et al. 2003), encontrando una velocidad radial de $v_{\text{LSR}} = 28.83 \text{ km s}^{-1}$ y una edad de 1 Myr; estos resultados son consistentes con su formación dentro del complejo del Pez Dragón. En segundo lugar, Chené et al. (2013) confirmaron espectroscópicamente en VVV CL011 tres o cuatro estrellas masivas azules (una de ellas es dudosa por su baja S/N) y estimaron una edad de entre 3 y 7 Myr, es decir, similar a la de Mercer 30. Desafortunadamente, ni las velocidades radiales ni los movimientos propios de las estrellas del cúmulo pudieron ser medidos por Chené et al. (2013) con una precisión aceptable, y la distancia espectrofotométrica a VVV CL011 es incierta debido al pequeño número de espectros y al amplio rango de las distancias resultantes (entre 4.65 y 10.29 kpc). No obstante, consideramos que los tipos espectrales y la

edad estimada, junto con la localización de VVV CL011 en el centro de la Nebulosa del Pez Dragón, hacen muy probable que este cúmulo realmente forme parte del complejo.

En resumen, hemos confirmado que el complejo del Pez Dragón está situado en la parte lejana del brazo espiral de Sagitario-Carina (y probablemente en su borde convexo), conteniendo una gran cantidad de cúmulos, entre ellos Mercer 30.

3.2. Resultados para el resto de cúmulos

3.2.1. Mercer 20

Los espectros de Mercer 20

Los espectros de estrellas de tipo temprano observados en el campo de Mercer 20 (también conocido como GLIMPSE 20) se presentan en la Fig. 3.17, con la excepción de un objeto (Mc20-16) que muestra el fenómeno B[e] y que será presentado y discutido en la Sec. 4.1.1. Los espectros correspondientes a tipos tardíos se presentan en la Fig. 3.18. Todos estos espectros se han etiquetado con los números con que aparecen identificados en las imágenes de UKIDSS e ISAAC/VLT de la Fig. 3.19. Sus coordenadas ecuatoriales y su clasificación espectral se presentan en la Tabla 3.14.

Dos de los objetos, Mc20-08 y Mc20-09, tenían en realidad sus espectros reducidos mutuamente contaminados por estar espacialmente muy próximos. Sin embargo, a diferencia del caso similar de Mc30-06a y Mc30-06b (ver Sec. 3.1.1), los espectros de Mc20-08 y Mc20-09 pudieron ser descontaminados gracias a que sus rasgos espectrales son tan diferentes que es fácil separarlos. En concreto, Mc20-09 presenta líneas de absorción estrechas por ser una supergigante O, mientras que Mc20-08 muestra líneas de emisión extremadamente anchas, típicas de estrellas WC. Además, hemos tenido la suerte de que otra estrella de Mercer 20, Mc20-10, presenta un espectro muy similar al de Mc20-08, permitiendo ser utilizado como espectro de referencia. El proceso de descontaminación, ilustrado en la Fig. 3.20, se realizó como sigue.

Denotaremos como F_8 y F_9 los flujos provenientes de las estrellas Mc20-08 y Mc20-09, mientras que F_{8+9} y F_{9+8} son los flujos normalizados de los espectros contaminados, donde el primer sumando del subíndice es el número de estrella que más contribuye. Entonces, podemos expresar:

$$F_{8+9}(\lambda) = k_{88}F_8(\lambda) + k_{89}F_9(\lambda) \quad (3.11)$$

$$F_{9+8}(\lambda) = k_{98}F_8(\lambda) + k_{99}F_9(\lambda) \quad (3.12)$$

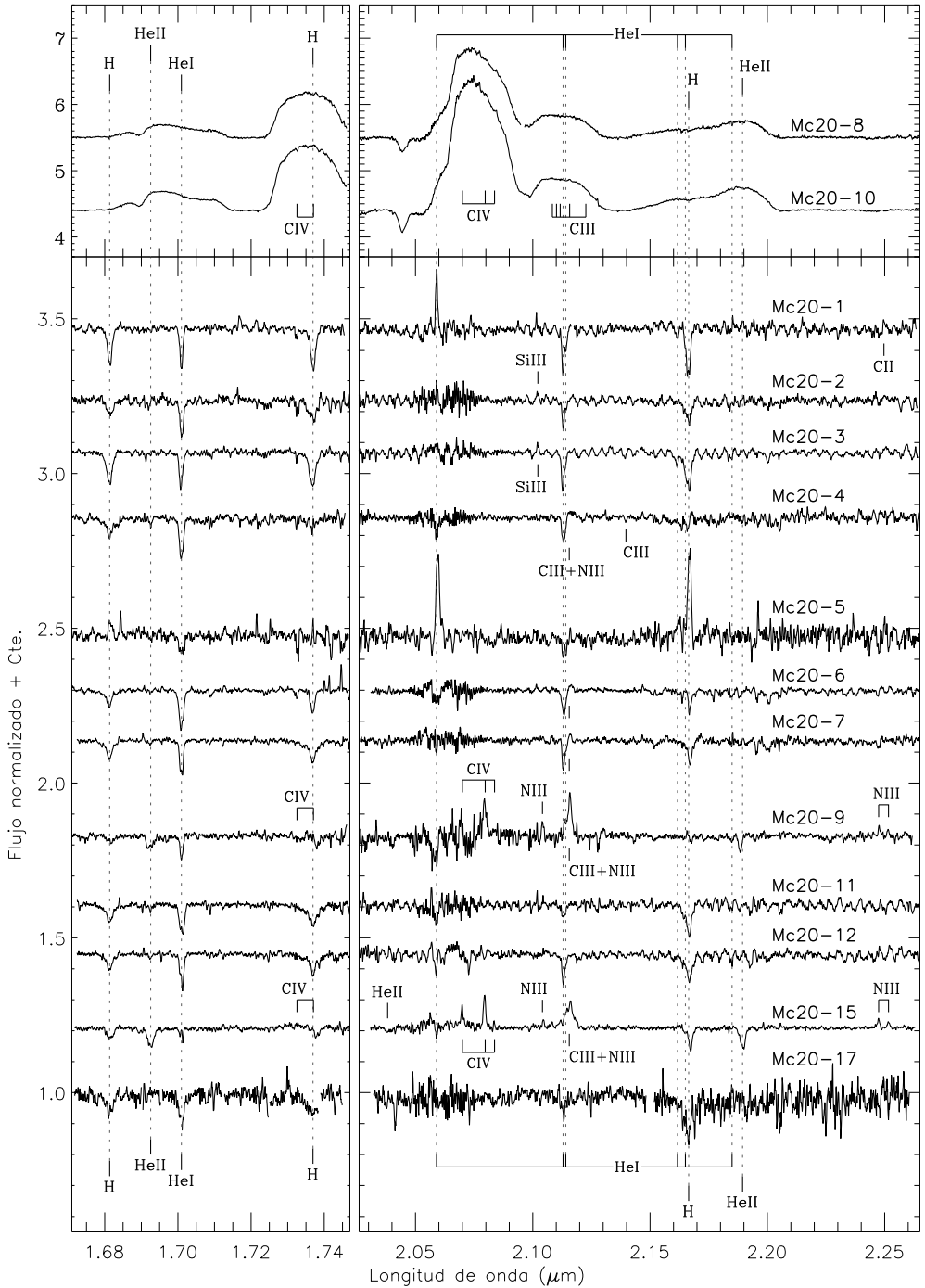


Figura 3.17: Espectros de las estrellas de tipo temprano de Mercer 20 (excepto Mc20-16, que se presentará en la Sec. 4.1.1), e identificación de rasgos espectrales. Nótese la diferente escala del eje vertical en los paneles superiores. Las longitudes de onda de las marcas de las líneas se han desplazado en concordancia con la velocidad radial del cúmulo.

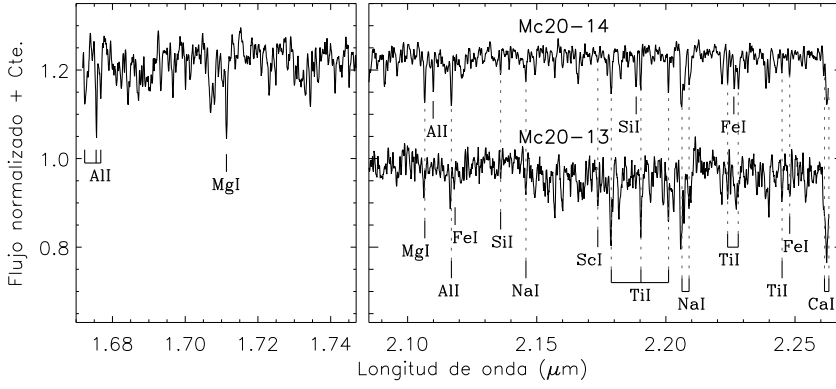


Figura 3.18: Espectros de tipos tardíos en el campo de Mercer 20, e identificación de líneas espectrales. Las marcas de líneas espectrales están en su longitud de onda en reposo y los espectros han sido corregidos de velocidad radial.

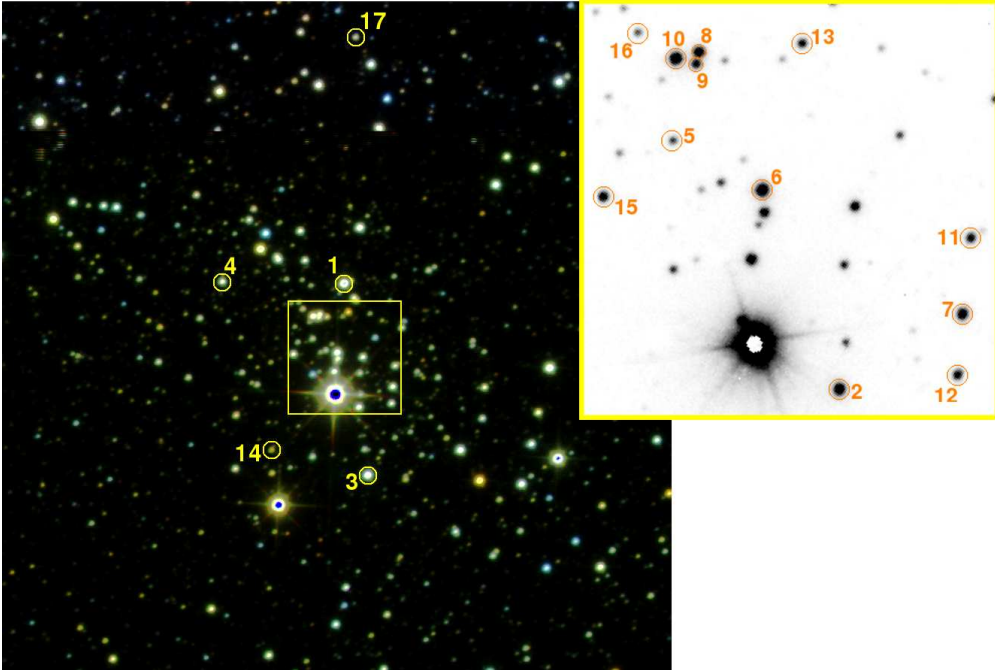


Figura 3.19: Imagen RGB (rojo = K , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de Mercer 20 tomada del sondeo público UKIDSS, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $1.71 \mu\text{m}$, centradas respectivamente en $\alpha = 19^h 12^m 23.70^s$, $\delta = 9^\circ 57' 23.6''$ y en $\alpha = 19^h 12^m 23.59^s$, $\delta = 9^\circ 57' 17.8''$ (ambas en J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos los objetos observados espectroscópicamente.

Tabla 3.14: Identificación, clasificación espectral y velocidades radiales de objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 20.

Objeto	Ascensión recta	Declinación	Tipo espectral	v_{LSR} [km s ⁻¹]
Mc20-01	19 ^h 12 ^m 23.61 ^s	9°57'37.4''	B0-3 I	48
Mc20-02	19 ^h 12 ^m 23.34 ^s	9°57'04.2''	O9.5-B0 I-II	61
Mc20-03	19 ^h 12 ^m 23.18 ^s	9°56'46.0''	B2-4 I-II	19
Mc20-04	19 ^h 12 ^m 25.81 ^s	9°57'37.8''	O9 I	41
Mc20-05	19 ^h 12 ^m 24.18 ^s	9°57'22.6''	O9e	58
Mc20-06	19 ^h 12 ^m 23.72 ^s	9°57'19.0''	O9-9.5 I	24
Mc20-07	19 ^h 12 ^m 22.73 ^s	9°57'09.8''	O9 II	34
Mc20-08	19 ^h 12 ^m 24.05 ^s	9°57'29.1''	WC 5-7	?
Mc20-09	19 ^h 12 ^m 24.06 ^s	9°57'28.2''	O6 If	48
Mc20-10	19 ^h 12 ^m 24.17 ^s	9°57'28.6''	WC 5-7	?
Mc20-11	19 ^h 12 ^m 22.68 ^s	9°57'15.5''	O8.5-9 II	43
Mc20-12	19 ^h 12 ^m 22.74 ^s	9°57'05.3''	O9 III	34
Mc20-13	19 ^h 12 ^m 23.53 ^s	9°57'29.7''	KM	63
Mc20-14	19 ^h 12 ^m 24.93 ^s	9°56'52.6''	KM	-3
Mc20-15	19 ^h 12 ^m 24.52 ^s	9°57'18.4''	O5 If	55
Mc20-16	19 ^h 12 ^m 24.35 ^s	9°57'30.5''	FS CMa	45
Mc20-17	19 ^h 12 ^m 23.29 ^s	9°58'44.7''	O9-B2 III-V	51

Las relaciones k_{88}/k_{98} y k_{98}/k_{99} se obtienen directamente midiendo, para cada estrella, la intensidad de la misma línea en los dos espectros contaminados (dando resultados diferentes en cada banda). A partir de ahí, los valores de los cuatro coeficientes se hallan gracias a que $k_{88} + k_{89} = 1$ y $k_{98} + k_{99} = 1$, por estar normalizados todos los espectros. Por otro lado, aprovechando que los anchos rasgos espectrales de Mc20-08 se muestran como un pseudo-continuo en el espectro contaminado de Mc20-09, ajustaremos este pseudo-continuo mediante splines cúbicos (curva gris en la Fig. 3.20), que denotaremos como S , ayudándonos del Mc20-10 como espectro de comparación. Tomando S como una buena aproximación inicial al espectro de Mc20-08, y haciendo un poco de álgebra, obtenemos la siguiente fórmula para calcular el espectro de Mc20-09 descontaminado y correctamente renormalizado:

$$F_9(\lambda) = 1 + \frac{F_{9+8}(\lambda) - S(\lambda)}{k_{99}} \quad (3.13)$$

Y una vez obtenido este, el de la estrella Mc20-08 se obtiene mediante:

$$F_8(\lambda) = 1 + \frac{F_{8+9}(\lambda) - k_{89}F_9(\lambda)}{k_{88}} \quad (3.14)$$

Los espectros de estos dos objetos que aparecen en la 3.17 son los ya descontaminados.

Messineo et al. (2009) ya realizaron un primer estudio espectroscópico (con SofI/NTT, en bandas H y K) de Mercer 20, aunque significativamente menos completo que el nuestro, y

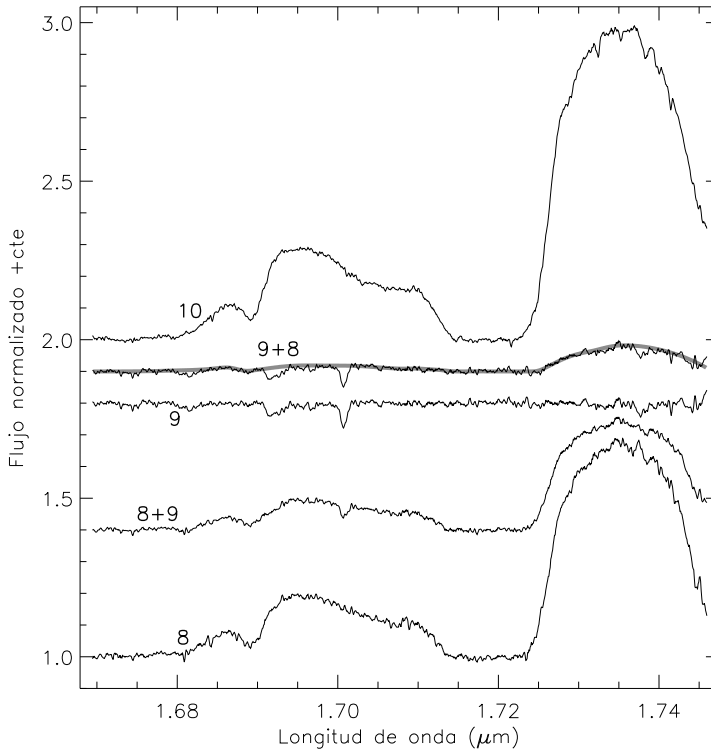


Figura 3.20: Gráfica que ilustra el proceso de descontaminación de los espectros Mc20-08 y Mc20-09 en la banda H. “8+9” y “9+8” son los espectros contaminados, donde el primer sumando se refiere a la estrella que más contribuye. La línea gruesa gris es el ajuste por splines cúbicos de la contribución contaminante de Mc20-08 al espectro de Mc20-09.

cuyos datos se solapan solo parcialmente con los que aquí se presentan. Estos autores solo observaron dos estrellas que no están incluidas en nuestra muestra: la Supergigante Amarilla (YSG) GLIMPSE20-1, de tipo espectral G0-2 I, que domina la luz infrarroja del cúmulo; y la estrella OB GLIMPSE20-9⁵, cuyo subtipo espectral no pudo ser determinado debido a la muy pobre S/N del espectro correspondiente. Por otra parte, las estrellas espectroscópicamente observadas tanto por Messineo et al. (2009) como por nosotros son Mc20-01 (=GLIMPSE20-3), Mc20-06 (=GLIMPSE20-4) y Mc20-03 (=GLIMPSE20-8); en estos casos preferiremos la clasificación espectral presentada aquí, que es más precisa al haberse basado en datos con mejor S/N. Por último, Messineo et al. (2009) observaron el objeto GLIMPSE20-6, interpretado por

⁵Debemos advertir que en la imagen de 2MASS presentada por Messineo et al. (2009, Fig. 7), la identificación de GLIMPSE20-9 aparece erróneamente intercambiada con la de la estrella fría GLIMPSE20-7, siendo correctos el resto de datos (coordenadas, fotometría 2MASS).

Tabla 3.15: Fotometría NICMOS/HST y UKIDSS de los objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 20.

Objeto	$F160W$	$F222M$	$F187N - F190N$	J	H	K
Mc20-01		Fuera del campo HST		11.37	—	9.76
Mc20-02	11.44	10.55	-0.04	12.52	11.33	10.45
Mc20-03	10.53	9.74	-0.09	11.47	10.29	9.49
Mc20-04		Fuera del campo HST		12.91	11.62	10.76
Mc20-05	13.23	12.26	-0.05	14.29	12.91	12.06
Mc20-06	10.90	10.05	-0.05	— No fiable —		
Mc20-07	11.79	10.86	-0.01	12.77	11.54	10.73
Mc20-08	11.84	10.66	-0.19	— No fiable —		
Mc20-09	12.52	11.45	-0.05	— No fiable —		
Mc20-10	11.22	9.96	-0.96	— No fiable —		
Mc20-11	12.45	11.55	-0.03	13.53	12.12	11.26
Mc20-12	12.25	11.44	-0.03	13.26	12.02	11.27
Mc20-13	12.93	11.14	-0.03	15.52	12.53	10.95
Mc20-14	13.71	12.19	-0.02	15.74	13.33	12.09
Mc20-15	11.98	11.09	-0.11	13.25	11.79	10.89
Mc20-16	13.55	12.21	-0.44	14.84	13.18	11.91
Mc20-17		Fuera del campo HST		14.59	13.00	12.08

estos autores como una sola estrella de tipo WC 4-7, ya que en las imágenes que utilizaron (del sondeo público 2MASS) aparece como una fuente puntual. Sin embargo, tanto las imágenes de NICMOS/HST (Fig. 2.1) como las de adquisición de ISAAC/VLT (ver Fig. 3.19) resuelven esta fuente en un grupo compacto formado al menos por dos estrellas WC (Mc30-08 y Mc30-10) y una supergigante Of (Mc20-09).

Fotometría y diagrama color-magnitud

Aquí hemos utilizado la mejor fotometría disponible, que corresponde a los datos de NICMOS/HST reducidos por nuestra colaboradora Christine Trombley (Sec. 2.1.1) y los del catálogo de UKIDSS. A diferencia de los demás cúmulos presentados en esta tesis, Mercer 20 es lo suficientemente poco denso como para que el sondeo público pueda resolver la mayor parte de las fuentes en la región central del cúmulo. Este hecho nos permite presentar (Tabla 3.15) las magnitudes correspondientes a ambos sistemas fotométricos para la mayoría de las estrellas del cúmulo. En la Tabla 3.15 se puede apreciar que las magnitudes $F160W$ y $F222M$ son consistentes, respectivamente, con H y K , siendo las primeras una fracción de magnitud mayor.

Aún así, hay estrellas cuya fotometría no ha podido ser medida (o al menos, no de forma fiable) por NICMOS/HST o por UKIDSS; en el primer caso, por estar fuera del campo cubier-

to, y en el segundo, por sufrir contaminación de un objeto próximo. Así que, para estudiar los miembros del cúmulo de forma completa, estableceremos una transformación entre las magnitudes de los dos sistemas fotométricos, como ya se hizo para Mercer 30 (ecuaciones 3.1 y 3.2). Sin embargo, en esta ocasión tenemos la ventaja de que todas las estrellas OB “normales” (es decir, sin líneas de emisión intensas) que los dos catálogos tienen en común son de subtipos espectrales muy parecidos (todas entre O8.5 y B4, Tabla 3.14) y presentan colores muy similares (en el rango $0.75 < F160W - F222M < 0.95$). Gracias a ello, podemos establecer una equivalencia directa entre ambos sistemas fotométricos para este tipo de objetos en Mercer 20 que, a diferencia del caso de Mercer 30, sea independiente de los colores. Así, nos ha bastado hacer un promedio de las diferencias de magnitud para encontrar las siguientes ecuaciones de transformación:

$$F160W - H = 0.22 \pm 0.07 \quad (3.15)$$

$$F222M - K = 0.19 \pm 0.07 \quad (3.16)$$

Como todas las estrellas a las que no se puede aplicar esta transformación (es decir, que no son estrellas OB “normales”) cuentan con fotometría de NICMOS/HST, es este el sistema fotométrico que empleamos para construir el CMD, que se presenta en la Fig. 3.21.

Velocidades radiales y membresía

Las velocidades radiales se midieron sobre los espectros de las Figs. 3.17 y 3.18 mediante ajustes Gaussianos a las líneas de absorción. Se exceptúa de este método la estrella Mc20-16, para la que nos remitimos a la Sec. 4.1.1. En todo caso los resultados para todas las estrellas en el campo de Mercer 20 se presentan en la Tabla 3.14. El promedio de todas las estrellas de tipo temprano es, junto con su desviación estándar, $\bar{v}_{\text{LSR}} = (43 \pm 13) \text{ km s}^{-1}$. Al no disponer de información sobre la binariedad, no es posible averiguar cuánto contribuyen las estrellas binarias a la desviación estándar, por lo que su valor no puede ser interpretado en términos de una dispersión de velocidades real⁶ (véase Hénault-Brunet et al. 2012).

Ninguna de las estrellas calientes confirmadas espectroscópicamente por nosotros en Mercer 20 tiene una velocidad radial que se desvíe más de 2σ respecto del promedio, siendo ello una evidencia de la pertenencia de todas ellas al cúmulo. Por el contrario, la estrella fría Mc20-14 presenta una desviación de velocidad radial de 3.5σ , lo cual basta para que sea descartada como miembro de Mercer 20. En todo caso, la membresía de las dos estrellas frías, Mc20-13

⁶No obstante, en el artículo donde se publicó este resultado (de la Fuente et al. 2015) sí se utilizó de forma errónea esta interpretación.

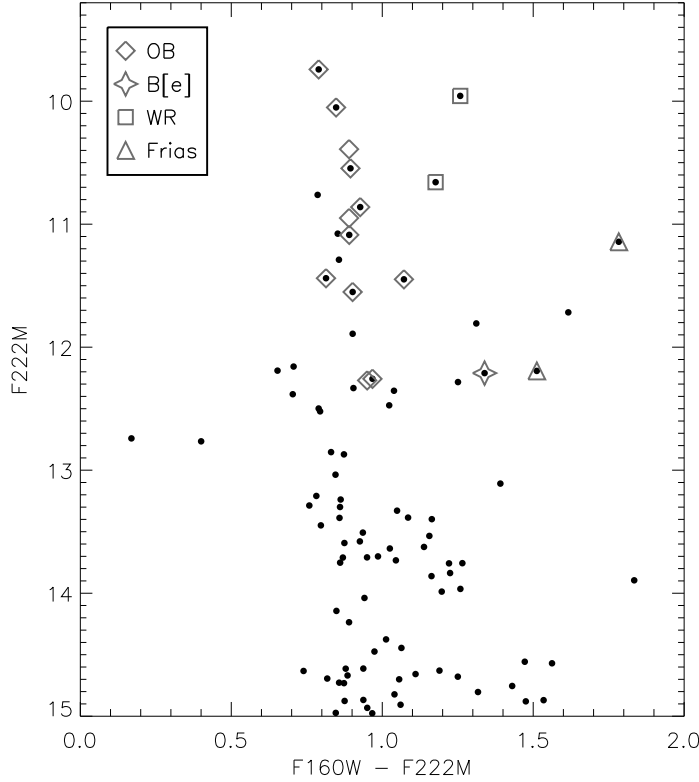


Figura 3.21: Diagrama color-magnitud de las fuentes observadas con NIMCOS/HST en el campo de Mercer 20. Las estrellas observadas espectroscópicamente están marcadas con símbolos, incluyendo aquellas fuera del campo del HST (en cuyo caso se han utilizado las ecuaciones de transformación 3.15 y 3.16). No se incluye la estrella GLIMPSE20-1 por ser mucho más brillante que el rango cubierto en K (y además, aparece como saturada tanto en NIMCOS/HST como en UKIDSS), pero sí se ha incluido el símbolo correspondiente a la estrella OB GLIMPSE20-9, cuyas magnitudes UKIDSS son $H = 11.06$, $K = 10.20$.

y Mc20-14 puede también descartarse simplemente con el mismo argumento evolutivo que ya empleamos en la Sec. 3.1.1: que los únicos miembros fríos posibles del cúmulo son las prácticamente indetectables estrellas de MS de tipos tardíos, y las RSGs que dominarían la luz infrarroja del cúmulo.

Otro argumento que parece apuntar a que todas las estrellas de tipos tempranos de la Tabla 3.14 son miembros genuinos del cúmulo es que sus colores son compatibles con sufrir aproximadamente el mismo enrojecimiento interestelar, tal como puede apreciarse en el CMD (Fig. 3.21; véase además el cálculo de la extinción más abajo). Hay solo dos estrellas que parecen estar algo más enrojecidas de lo que cabría esperarse. Una de ellas es el objeto B[e] Mc30-16, cuya fotometría y membresía será discutida en la Sec. 4.1.1. La otra es Mc30-09, que apare-

ce muy cercana angularmente a las dos estrellas WC identificadas en el cúmulo, Mc20-08 y Mc20-10 (ver Fig. 3.19). Curiosamente, este hecho hace posible que parte del polvo emitido por las dos estrellas WC llegue a envolver al grupo completo de tres estrellas, de tal forma que provoque un enrojecimiento circunestelar apreciable en Mc20-09.

Al contrario que en el caso de Mercer 30, aquí no podemos utilizar el argumento adicional de la concentración hacia el centro del cúmulo de los miembros probables, ya que Mercer 20 parece mostrarse muy extendido en la imagen de UKIDSS (Fig. 3.19). De hecho, llama la atención el gran radio angular del probable miembro del cúmulo Mc20-17, $r \approx 1.4'$. Esta inusual característica de Mercer 20 será analizada en capítulos posteriores.

Extinción y distancia

Como se sospecha que Mc20-09 sufre enrojecimiento circunestelar (ver Sec. 3.2.1), descartamos este objeto para el cálculo de extinción y distancia. También descartamos el objeto B[e] Mc20-16 por no estar sus colores intrínsecos determinados. Tampoco tenemos en cuenta las estrellas WR por las razones que ya explicamos en la Sec. 3.1.4, ni por supuesto, las estrellas frías.

Aprovecharemos la gran ventaja de que la mayoría de estrellas de Mercer 20 disponen simultáneamente de magnitudes NICMOS/HST y UKIDSS para calcular nuestro propio exponente α de la ley de extinción. Para cada uno de estos objetos aplicaremos la fórmula para el cálculo del coeficiente de extinción (ecuación 3.4) para los índices de color $J - K$ y $H - K$ (transformando magnitudes desde el sistema de NICMOS/HST cuando estas estén medidas), y hallaremos el valor de α para el que ambos cálculos de A_K coincidan, es decir, aquel que cumple:

$$\frac{E_{(J-K)}}{(\lambda_K/\lambda_J)^\alpha - 1} = \frac{E_{(H-K)}}{(\lambda_K/\lambda_H)^\alpha - 1} \quad (3.17)$$

Promediando los valores resultantes para este exponente, obtenemos $\bar{\alpha} = 1.94 \pm 0.21$, que está muy de acuerdo con los valores de 1.95, 1.90 de Wang y Jiang (2014) ya mencionados en la Sec. 3.1.4. Los valores del coeficiente de extinción tienen un promedio de $\bar{A}_K = (1.15 \pm 0.14)$. Calculamos la distancia a Mercer 20 de igual manera que se explicó en la Sec. 3.1.4, obteniendo $d = (8.2 \pm 1.3)$ kpc.

Si en vez de aplicar nuestra transformación de magnitudes, hubiéramos usado directamente el sistema fotométrico de NICMOS/HST, habríamos obtenido extinciones solo ligeramente menores ($A_K = 1.10 \pm 0.08$), pero el resultado de la distancia sí que habría sido significativamente diferente ($d = (9.7 \pm 1.7)$ kpc). Con esto mostramos la importancia de haber aplicado las ecuaciones 3.15 y 3.16.

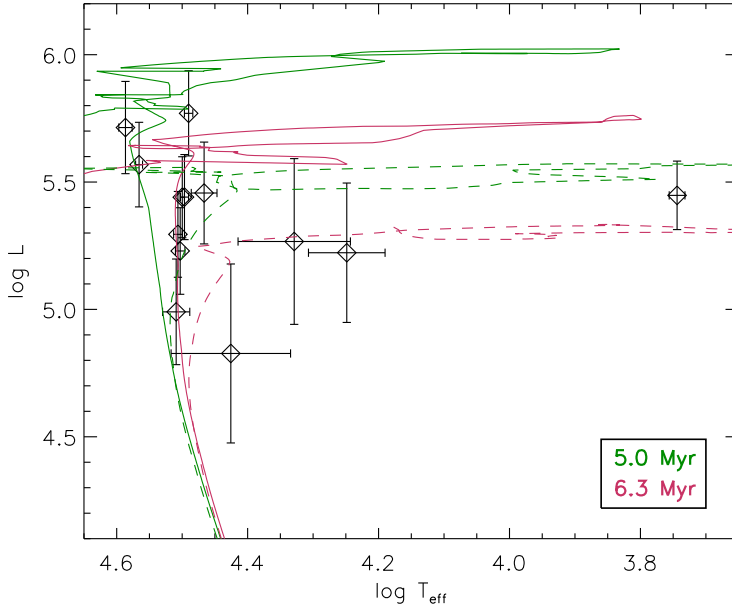


Figura 3.22: Diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 20 donde se muestran las isocronas de modelos con rotación (líneas continuas) y sin rotación (líneas discontinuas) que mejor se ajustan a los datos.

En todo caso, la distancia aquí obtenida difiere considerablemente de la calculada por Messineo et al. (2009), 3.8 ± 1.3 kpc. Esta gran discrepancia tiene su origen en la poca resolución espacial de los datos fotométricos (del sondeo público 2MASS) empleados en el artículo citado, sobre todo en comparación con la resolución de los datos de NICMOS/HST que nosotros hemos utilizado. Para el cálculo de la distancia espectrofotométrica, Messineo et al. (2009) tuvieron el infortunio de usar solamente los datos de una supuesta estrella única de tipo WC (GLIMPSE20-6) que después ha resultado ser, según hemos descubierto nosotros, un grupo compacto de varias estrellas muy luminosas (véase la discusión correspondiente más arriba). Al ser el flujo integrado del grupo compacto significativamente mayor que el individual de cada una de las dos estrellas WC contenidas en él (Mc20-08 y Mc20-10), se dio la apariencia de una sola estrella engañosamente brillante, lo cual condujo a una significativa subestimación de la distancia.

Edad y masa

En la Fig. 3.22 se presenta el HRD de aquellos objetos de Mercer 20 cuya temperatura se puede determinar aceptablemente a través de sus tipos espectrales. Por ello, se excluyen las estrellas WC (Mc20-08 y Mc20-10), el objeto B[e] (Mc20-16), y la estrella OB observada

por Messineo et al. (2009) cuyo subtipo es incierto (GLIMPSE20-9); sí se incluye la YSG GLIMPSE20-1 así clasificada por los autores mencionados. Debe aclararse aquí que las barras de error horizontales de la Fig. 3.22 son simplemente las asociadas a la incertidumbre en el tipo espectral, tal como figura en la Tabla 3.14. Como a su vez, cada tipo espectral no se corresponde con una temperatura exacta sino con un valor aproximado, estas barras de error no son una buena medida de la incertidumbre en T_{eff} , por lo que deben concedérsele poca importancia al analizar el estado evolutivo (al contrario que en el caso de Mercer 30; ver Sec. 3.1.6). Por otra parte, las barras de error verticales ahora no solo corresponden a la incertidumbre en la distancia (como era el caso de Mercer 30), sino que también se incluye la incertidumbre en la corrección bolométrica, que a su vez se origina en la incertidumbre en la temperatura efectiva⁷.

También en la Fig. 3.22 se muestran las isocronas del grupo de Ginebra (Ekström et al. 2012) que mejor se ajustan a los datos, que son las de 5.0 Myr y 6.3 Myr, y visualmente ya se puede apreciar cómo la segunda parece ajustarse mejor que la primera. Todo ello es compatible con la presencia de WRs y la ausencia de RSGs, pues tal como se explicó en la Sec. 3.1.6, esto equivale a edades entre 2 y 7 Myr. Este límite superior puede revisarse levemente por el hecho de que el número correspondiente (7 Myr) está basado en la larga duración de la fase WR en las trazas evolutivas con rotación. Sin embargo, en ese mismo escenario de rotación rápida, la duración de la fase WC es siempre significativamente más breve que la de WN (véase Fig. 2 de Georgy et al. 2012). Como esto es incongruente con las observaciones de Mercer 20, donde hemos detectado dos estrellas WC pero ninguna WN, las mayores edades del rango mencionado más arriba parecen poco probables; por ello, reduciremos a 6.5 Myr el límite superior a la edad del cúmulo.

La presencia de una YSG supone otra fuerte restricción a la edad de Mercer 20, dado que una estrella relativamente poco masiva tiene que estar lo suficientemente evolucionada como para pasar por esa fase. Cuanto menos masa tenga una estrella masiva, menor será el límite inferior de temperatura efectiva potencialmente alcanzable durante su evolución post-MS. Para modelos sin rotación, temperaturas como la de GLIMPSE20-1 ($T_{\text{eff}} \approx 3.75$) pueden ser alcanzadas por estrellas con masas iniciales de hasta $50M_{\odot}$, lo cual ocurriría para edades a partir de 4 Myr. Sin embargo, un objeto con la masa y edad mencionadas sería mucho más luminosa que GLIMPSE20-1. En cambio, la isocrona de 5.0 Myr pasa justo por el límite superior del rango de incertidumbre de la luminosidad de GLIMPSE20-1, por lo que podemos establecer una edad mínima de 5.0 Myr para Mercer 20.

Nótese que en lo discutido en el anterior párrafo no se han tomado en consideración los

⁷Al no ser independientes las incertidumbres en ambos ejes, un tratamiento de errores estrictamente correcto requeriría calcular un área de incertidumbre en torno a cada dato. Sin embargo, consideraremos que no merece la pena ser tan estricto cuando las propias incertidumbres en T_{eff} se consideran orientativas, tal como se explicó antes

modelos con rotación. Si se hiciera el mismo razonamiento para modelos con rotación rápida, daría un límite inferior de edad de 6.5 Myr, pero dado que no disponemos de información sobre la rotación de GLIMPSE20-1, tenemos que quedarnos con el valor menos restrictivo. En resumen, hemos obtenido para Mercer 20 el rango de edades [5.0, 6.5] Myr. Para el cálculo de la masa de Mercer 20, hemos empleado el método explicado en la Sec. 3.1.6. Escogemos como corte en magnitud $F222M_{\text{ct}} \approx 11.7$ que, por la ecuación 3.16, es equivalente a $K_{\text{ct}} \approx 11.5$. Como se aprecia en el CMD (Fig. 3.21), todas las estrellas con fotometría NICMOS/HST (e incluso algunas solo con fotometría UKIDSS) más brillantes que este límite han sido espectroscópicamente observadas, excepto tres que presentan colores muy similares a las estrellas OB del cúmulo, y que por tanto muy probablemente son también miembros calientes masivos de Mercer 20. Corrigiendo K_{ct} de la extinción y distancia antes calculadas mediante la ecuación 3.5, y tomando los colores intrínsecos de Martins y Plez (2006) para estrellas O tardías (que son las que se esperan en torno a las magnitudes de corte; compárense las Tablas 3.14 y 3.15), obtenemos una magnitud visual absoluta de corte de $M_{V,\text{ct}} \approx -5.0$. Aplicando las corrección bolométrica (ecuaciones 3.7 y 3.6) a las temperaturas tabuladas por Martins et al. (2005a) para estrellas O tardías, obtenemos una luminosidad de corte de $\log(L_{\text{ct}}/L_{\odot}) \approx 5.1$, que en la Fig. 3.21 parece corresponderse con la parte más alta de la MS. Examinando las isocronas que mejor se ajustan al HRD, obtenemos una masa de corte de $M_{\text{ct}} \approx 24M_{\odot}$.

Las isocronas compatibles con la edad del cúmulo (5.0 y 6.3 Myr) dan masas iniciales de supernovas de entre 29 y 57 M_{\odot} con un promedio de 41 M_{\odot} , variando también en gran medida de la rotación. Teniendo en cuenta que los datos parecen estar más cerca de la isocrona de 6.3 Myr que de la de 5.0, escogemos como compromiso un valor algo menor que el promedio: $M_{\text{SN}} \approx 38M_{\odot}$.

Trece miembros confirmados de Mercer 20 (incluyendo los de Messineo et al. 2009) son más brillantes que el corte escogido, y por tanto cumplen $M_{\text{ini}} > M_{\text{ct}}$. Puede descartarse que por encima de ese corte haya, aparte de GLIMPSE20-1, miembros significativamente más fríos que estrellas de tipo B, ya que en ese caso deberían tener un brillo en banda K parecido al de GLIMPSE20-1 o incluso mayor, y tal cosa no ocurre. De hecho, la segunda estrella más brillante del campo (en el sur-sureste, ver Fig. 3.19), que es la estrella roja GLIMPSE20-2, fue ya descartada como miembro del cúmulo por Messineo et al. (2009). Por tanto, todos los miembros del cúmulo de masas superiores a 26 M_{\odot} deberán presentar los mismos colores que las estrellas OB y WR, es decir, $0.7 < H - K < 1.3$.

Examinamos los datos de UKIDSS en el área de cielo que visualmente corresponde aproximadamente a la sobredensidad de Mercer 20, hallando entre los objetos no observados espectroscópicamente un total de 12 fuentes (tres de ellas, coincidentes con las ya detecta-

das por NICMOS/HST, ver Fig. 3.21) que cumplen los criterios fotométricos $K < 12.5$ y $0.7 < H - K < 1.3$. Aunque el criterio espacial mencionado (“que visualmente corresponde aproximadamente a la sobredensidad”) parezca bastante subjetivo, llama la atención el hecho de que no resulta problemático a la hora de seleccionar estrellas, gracias a que la concentración de objetos con $K < 12.5$ parece trazar muy bien esta sobredensidad, estando unos pocos muy claramente fuera de ella.

Estos 12 candidatos a estrellas calientes masivas pueden ser descontaminados teniendo en cuenta que 16 estrellas observadas espectroscópicamente cumplen los mismos criterios, y que de ellas, 3 son frías (incluyendo siempre las de Messineo et al. 2009). Asumiendo la misma proporción para los candidatos no observados, solo 2 deberían ser estrellas contaminantes. Sumando las 10 estrellas restantes a las 13 confirmadas espectroscópicamente, llegamos a la conclusión de que el número de estrellas con $M_{\text{ini}} > M_{\text{ct}}$ es $N_{\text{lum}} = 23$.

Mediante la integración de la IMF de Chabrier (2005), obtenemos⁸ una masa total para Mercer 20 de $2.0 \times 10^4 M_{\odot}$. Al contrario que para el caso de Mercer 30 (Sec. 3.1.6), no proporcionamos aquí un cálculo de incertidumbres, pero tampoco hemos tenido en cuenta la binariedad al no disponer de información sobre ella. Del cálculo de la masa de Mercer 30 y sus incertidumbres, podemos observar que la subestimación de la masa al considerar todas las estrellas individuales sería similar, en magnitud, al margen de error asociado al método de cálculo. Este hecho nos faculta a considerar simplemente el valor de $2.0 \times 10^4 M_{\odot}$ como un límite inferior a la masa de Mercer 30.

Este resultado es superior al obtenido por Messineo et al. (2009), $3400 \pm 1300 M_{\odot}$, en más de un factor 5. Esta sorprendente discrepancia se debe a los dos siguientes problemas que presentaba la primera caracterización citada. Primero, su importante subestimación de la distancia espectrofotométrica (explicada más arriba) conllevó a su vez a una subestimación de las luminosidades estelares, y por tanto de sus masas. Y segundo, la fotometría de 2MASS, incapaz de resolver los subgrupos de estrellas masivas más compactos (por ejemplo el formado por Mc20-08, Mc20-09, Mc20-10 y Mc20-16) hicieron a los autores omitir varias estrellas masivas a la hora de contarlas.

Mercer 20 en su contexto Galáctico

Al examinar las imágenes de GLIMPSE en torno a Mercer 20 (Fig. 3.23), llama la atención la presencia de una nebulosa de emisión en $8.0 \mu\text{m}$, de morfología cometaria situada al

⁸En el artículo donde publicamos nuestra estimación de masa de Mercer 20, de la Fuente et al. (2015), utilizamos otra IMF, escogimos un valor de K_{ct} menos adecuado, y cometimos errores en la consideración de estrellas de masa baja y en el cómputo de N_{lum} y M_{SN} . debido a ello, el valor final publicado (1.3×10^4) es significativamente menor que el obtenido por el presente análisis.

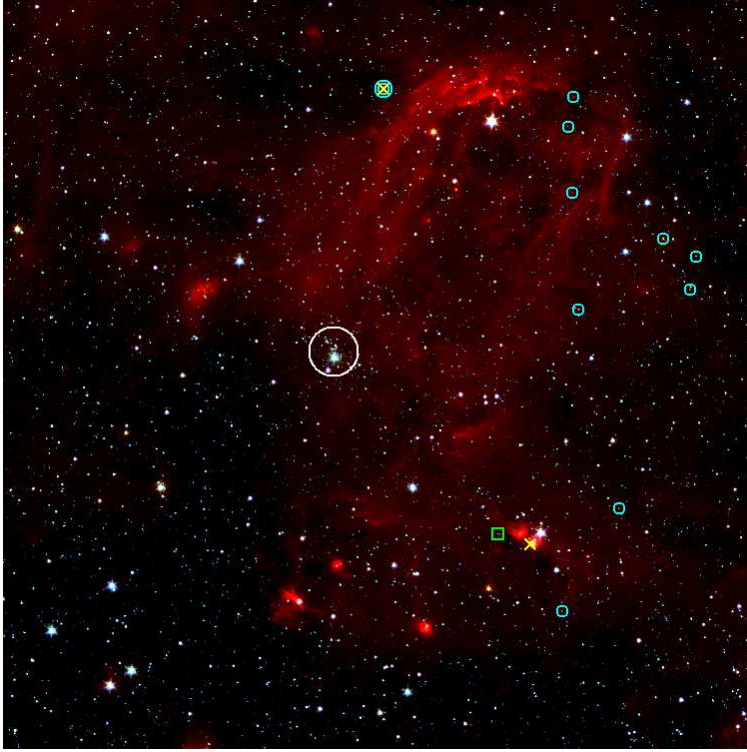


Figura 3.23: Imagen RGB del sondeo público GLIMPSE (rojo: $8.0 \mu\text{m}$; verde: $4.5 \mu\text{m}$; azul: $3.6 \mu\text{m}$) de Mercer 20 (encerrado en una circunferencia blanca de radio $1'$) y su entorno. Los YSOs o candidatos a YSO aparecen como círculos azules (doble en el caso confirmado), el EGO como un cuadrado verde, y el máser como un aspa amarilla. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda, y el tamaño de la imagen es $30' \times 30'$.

noroeste del cúmulo y con su cola orientada hacia él. Esta nebulosidad se corresponde con la región H II G044.3+0.1 (Lockman 1989; Kuchar y Bania 1994) y con la burbuja N91 (Churchwell et al. 2006). Basándose en las SEDs infrarrojas de fuentes puntuales, Dirienzo et al. (2012) encontraron un total de 175 YSOs en la región; por claridad, en la Fig. 3.23 omitimos los descubrimientos de Dirienzo et al. (2012) y marcamos solo los YSOs o candidatos a YSO encontrados anteriormente (Robitaille et al. 2008). Tanto estos últimos como los identificados por Dirienzo et al. (2012, véase su Fig. 11d), aparecen fuertemente concentrados en torno a las partes brillantes (en la banda de $8.0 \mu\text{m}$) de la región G044.3+0.1. Por el contrario claro que no existe ninguna concentración de candidatos a YSO en torno al cúmulo, y de hecho los más cercanos a este no parecen estar directamente asociados con el Mercer 20, sino con una nube tenue (pero visible en la Fig. 3.23) alargada en la dirección perpendicular al eje de simetría de la región cometaria. Además, Urquhart et al. (2009) detectaron en la parte noroeste de

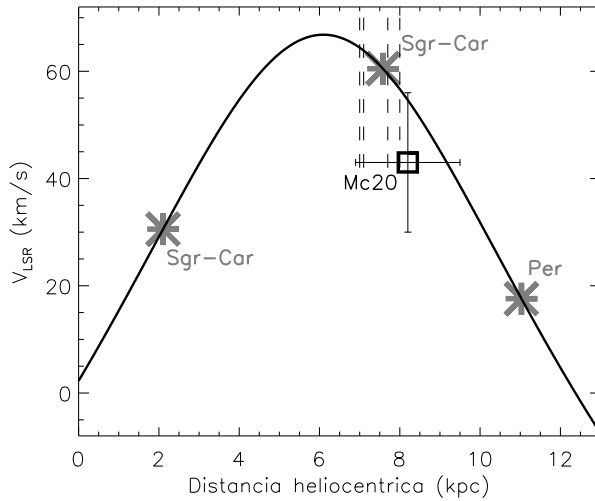


Figura 3.24: Diagrama de velocidad radial frente a distancia heliocéntrica para Mercer 20 y la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993) a lo largo de la línea de visión del cúmulo. Los puntos de cruce con los brazos espirales de Sagitario-Carina y de Perseo (según el modelo de Hou y Han 2014) se simbolizan como asteriscos grises. Las medidas de distancia cinemática (asumiendo siempre el caso lejano) de los objetos relacionados con formación estelar que se discuten en el texto se marcan mediante líneas discontinuas.

G044.3+0.1 la región H II ultracompacta VLA G044.3103+0.0410, estando asociada al máser de metanol MSX6C G044.3103+00.0416 (Pandian y Goldsmith 2007).

Otra parte de la emisión en la banda de GLIMPSE de $8.0 \mu\text{m}$ visible en la Fig. 3.23 está repartida en regiones más pequeñas al sur y al sureste de Mercer 20. La que se muestra más intensa es espacialmente coincidente con la nube molecular compacta G044.006-0.023 (Matthews et al. 2009). Esta región parece tener asociado el máser de monóxido de silicio Onsala 100 (Harju et al. 1998) y el EGO G044.01-0.03 (Cyganowski et al. 2008).

Para establecer si los objetos asociados a formación estelar arriba explicados están a la misma distancia que Mercer 20, buscamos en la literatura las distancias halladas hacia tales objetos. El propósito es la comparación no solo con la distancia aquí calculada para el cúmulo, sino también con los brazos espirales que se crucen en la línea de visión, y todo ello comparándose con la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993), tal como se representa en el diagrama velocidad-distancia de la Fig. 3.24. Debemos tener en cuenta que, debido a la forma de la curva de rotación a lo largo de la línea de visión de Mercer 20, con un máximo en 6.1 kpc, las distancias cinemáticas basadas en velocidades radiales positivas tienen, a falta de evidencia adicional, dos posibles valores, uno cercano y uno lejano.

La distancia cinemática medida a la región H II ultracompacta VLA G044.3103+0.0410 es

de 8.0 kpc (Urquhart et al. 2013), que sería casi idéntica que la hallada más arriba para Mercer 20. Por otra parte, Dirienzo et al. (2012) hallaron para G044.3+0.1 distancias cinemáticas cercana y lejana de 4.3 y 7.7 kpc, respectivamente, estando el valor lejano muy favorecido por la detección de H I en absorción a la misma velocidad radial (Anderson y Bania 2009); esta absorción estaría causada por material interestelar más frío muy probablemente situado a la distancia cinemática cercana. Mientras que Matthews et al. (2009) obtuvieron para G044.006-0.023 distancias cinemáticas de 5.1 y 7.1 kpc, Chen et al. (2010) hallaron para el EGO asociado G044.01-0.03 una velocidad radial de $v_{\text{LSR}} = 64.48 \text{ km s}^{-1}$. A pesar de que Chen et al. (2010) solo publicaron para este último objeto el valor cercano de la distancia, 5.3 kpc, nosotros podemos obtener, mediante el ajuste de la velocidad mencionada a la curva de Brand y Blitz (1993), el valor lejano de la distancia, dando como resultado 7.0 kpc.

Si consideramos solo el caso lejano en caso de duda, todas las distancias cinemáticas arriba mencionadas son totalmente compatibles tanto con la distancia espectrofotométrica a Mercer 20 como con los 7.6 kpc que se obtendrían para el brazo espiral de Sagitario-Carina según el mismo modelo de Hou y Han (2014) que se utilizó en la Sec. 3.1.7. Por el contrario, las hipotéticas distancias cinemáticas cercanas son muy improbables, pues en ese caso estarían, respecto de la línea de visión, muy distantes (a varios kilopársecs) de cualquier brazo espiral. Por otra parte, la velocidad radial de Mercer 20 parece ligeramente discrepante con su pertenencia a las regiones circundantes y al brazo espiral de Sagitario-Carina; sin embargo, hay que tener en cuenta que nuestro valor obtenido de velocidad radial del cúmulo puede estar significativamente distorsionado debido a las binarias no consideradas. De hecho, si elimináramos del cálculo de la velocidad promedio del cúmulo a su miembro más disperso (Mc20-03, $v_{\text{LSR}} = 19 \text{ km s}^{-1}$, probablemente binaria), el nuevo promedio, $\bar{v}_{\text{LSR}} = (45 \pm 11) \text{ km s}^{-1}$ sí sería ya bastante compatible, dentro de su margen de error, con la de la parte lejana del brazo espiral de Sagitario-Carina.

Así pues, hay una alta probabilidad de que todas las nebulosas y signos de formación estelar que aparecen en la Fig. 3.23 sean parte del mismo brazo espiral que Mercer 20. Pero además, podemos buscar una relación física entre el cúmulo y su entorno. Tal como ya argumentaron Dirienzo et al. (2012), la distribución espacial de la mayor parte de los signos de formación estelar a lo largo de una región de morfología cometaria favorece su interpretación dentro del escenario de formación estelar inducida. Esta interpretación cobra un mayor sentido teniendo en cuenta que Mercer 20 (cuya existencia no fue mencionada por Dirienzo et al. 2012, a pesar de que ya se conocía) está situado hacia la cola de la región cometaria, por lo que parece muy probable que la causa de la inducción de formación estelar sea precisamente este cúmulo, e incluso que la propia burbuja N91 haya sido inflada por Mercer 20. Es posible poner a prueba

esta última afirmación calculando la edad dinámica de la burbuja mediante la fórmula de Dyson y Williams (1980):

$$t_{\text{H II}} = 7.2 \times 10^4 \left(\frac{R_{\text{H II}}}{\text{pc}} \right)^{4/3} \left(\frac{Q^{\text{H}}}{10^{49} \text{s}^{-1}} \right)^{-1/4} \left(\frac{n_i}{10^3 \text{cm}^{-3}} \right) \text{ yr}, \quad (3.18)$$

donde $R_{\text{H II}}$ es el radio de la burbuja y n_i es la densidad del gas. La ecuación 3.18 ya fue utilizada por Dirienzo et al. (2012) para la región G044.3+0.1, obteniendo $t_{\text{H II}} = 2.4$ Myr, pero utilizando erróneamente la opción cercana de la distancia cinemática, 4.33 kpc. Ahora que sabemos que la distancia más probable es la lejana, corregiremos este resultado teniendo en cuenta que $R_{\text{H II}} \propto d$ y $Q^{\text{H}} \propto d^2$, y por tanto $t_{\text{H II}} \propto d^{5/6}$. Así obtenemos el valor corregido $t_{\text{H II}} \approx 3.9$ Myr, que resulta ser algo menor (en ~ 2 Myr) que la edad de Mercer 20. Por tanto, el tamaño de N91 sería totalmente compatible con el hecho de que comenzara su expansión en el momento en que Mercer 20 emergió de su nube natal, pues tal como ya se explicó en la Sec. 1.2.1, la dispersión de las nubes en que los YMCs nacientes están embebidas ocurre en escalas temporales de 1 - 3 Myr. En principio, podría parecer que la localización del cúmulo en el sureste de la región, en vez de en el centro, supondría una evidencia en contra de esta interpretación. Sin embargo, este hecho puede explicarse teniendo en cuenta que la elongación cometaria de G044.3+0.1 puede estar causada por el movimiento relativo entre el cúmulo y el gas/polvo a lo largo del eje noroeste-sureste, con lo que Mercer 20 se habría mudado desde el centro de la burbuja hasta su posición actual.

3.2.2. Mercer 23

Los espectros de Mercer 23

Los espectros de estrellas de tipo temprano observados en el campo de Mercer 23 (también conocido como Teutsch 42) se presentan en la Fig. 3.26, mientras que los correspondientes a tipos tardíos se presentan en la Fig. 3.27. Todos estos espectros se han etiquetado con los números con que aparecen identificados en las imágenes de UKIDSS e ISAAC/VLT de la Fig. 3.25.

Aquí debemos señalar que Hanson et al. (2010) ya observaron espectroscópicamente Mercer 23 con ISAAC/VLT. Los espectros obtenidos por estos autores tienen el mismo poder de resolución que los nuestros y, en general, mejor S/N que los presentados en la Fig. 3.26; no obstante, tienen una menor cobertura de longitudes de onda en banda K: entre 2.10 y 2.20 μm (Hanson et al. 2010, Figs. 8 y 9). Pero la gran ventaja de los espectros de Hanson et al. (2010) respecto a los nuestros consiste en el número de objetos de tipo temprano observados: nueve frente a cinco. Además, de los cinco espectros de la Fig. 3.26, dos (Mc23-01 y Mc23-02) no

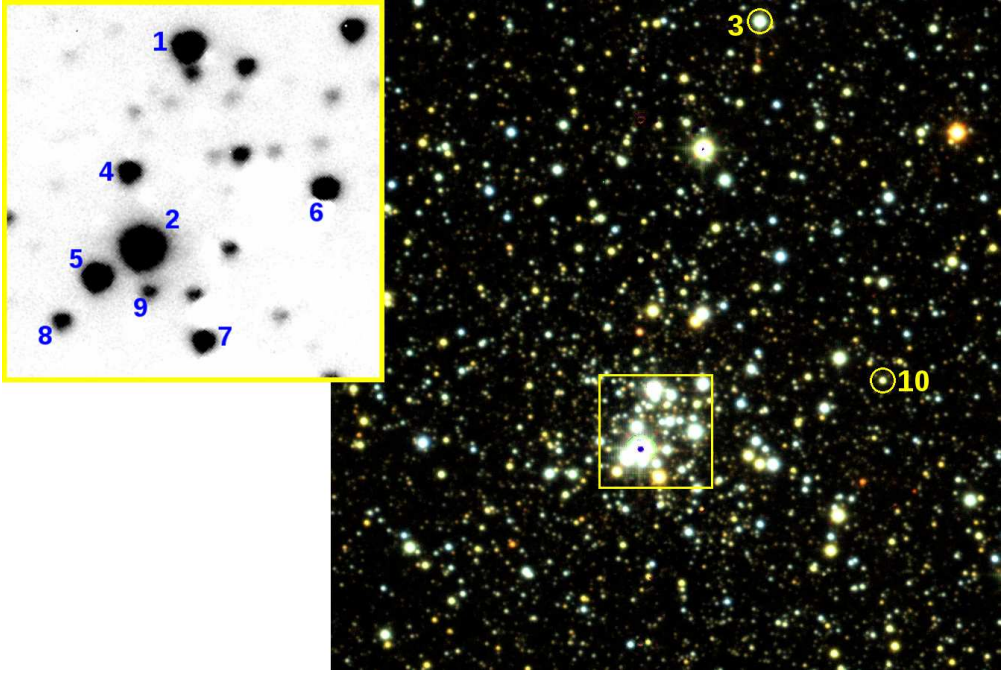


Figura 3.25: Imagen RGB (rojo = K , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de Mercer 23 tomada del sondeo público UKIDSS, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $1.71 \mu\text{m}$, centradas respectivamente en $\alpha = 19^h 30^m 13.1^s$, $\delta = 18^\circ 32' 33''$ y en $\alpha = 19^h 30^m 13.1^s$, $\delta = 18^\circ 32' 07''$ (ambas en J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos los objetos observados espectroscópicamente.

son útiles para el cálculo de distancia por pertenecer a tipos estelares de luminosidad intrínseca bastante incierta (véase Sec. 3.1.4). Todo ello implica que, mientras no ajustemos a modelos, aquí solo podemos mejorar la caracterización de Mercer 23 realizada por Hanson et al. (2010) si utilizamos conjuntamente nuestros espectros con los publicados por estos autores. En la Tabla 3.16 se presentan tanto las clasificaciones espectrales obtenidas por Hanson et al. (2010) como las nuestras.

Como se puede observar en la Tabla 3.16, ambas observaciones tienen cuatro objetos en común, de los cuales tres son estrellas de tipo temprano: la estrella WR Mc23-02, y las supergigantes O intermedias Mc23-01 y Mc23-05. Los tipos espectrales que encontramos para estas tres estrellas son los mismos (dentro de sus incertidumbres) que los publicados por Hanson et al. (2010). Para el resto de sus espectros, estos autores se limitan a citar que son de tipo B, sin incluir la clase de luminosidad, asumiendo más tarde que son enanas. En la sección que sigue explicaremos por qué esto último puede ser cierto. Dejando a un lado las estrellas que ya fueron observadas espectroscópicamente por Hanson et al. (2010), presentamos en la Tabla

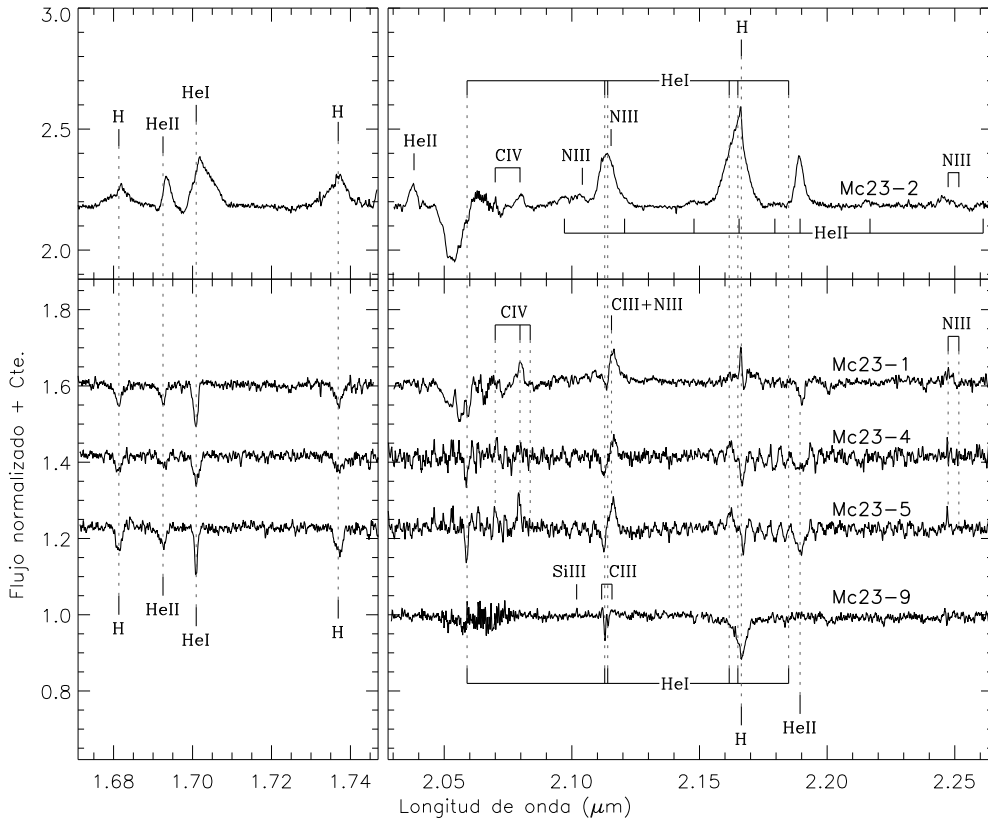


Figura 3.26: Espectros de las estrellas de tipo temprano de Mercer 23 e identificación de rasgos espectrales. Nótese la diferente escala del eje vertical en los paneles superiores. Las longitudes de onda de las marcas de las líneas se han desplazado en concordancia con la velocidad radial del cúmulo.

3.16 un total de seis nuevos objetos. Solo a dos de ellos (Mc23-04 y Mc23-09) se les asigna un tipo espectral temprano. En todo caso, centraremos nuestras discusiones en lo que aportan los seis objetos mencionados a la caracterización del cúmulo.

Datos fotométricos y diagrama color-magnitud

Hanson et al. (2010) ya presentaron fotometría JHK_S de Mercer 23 obtenida mediante la combinación de datos de dos instrumentos: PANIC/Baade (Observatorio de Las Campanas) e ISAAC/VLT. Como se puede apreciar en las correspondientes imágenes (véanse las Figs. 1 y 2 del artículo citado), las observaciones resolvían perfectamente las estrellas del cúmulo, incluso aquellas situadas en las regiones más densas. Además, la cobertura espacial de su fotometría ($2.1' \times 2.1'$ en el caso de PANIC/Baade y $151'' \times 151''$ en el de ISAAC/VLT) es la suficiente para cubrir todo el cúmulo. Así que, al contrario que para el resto de cúmulos

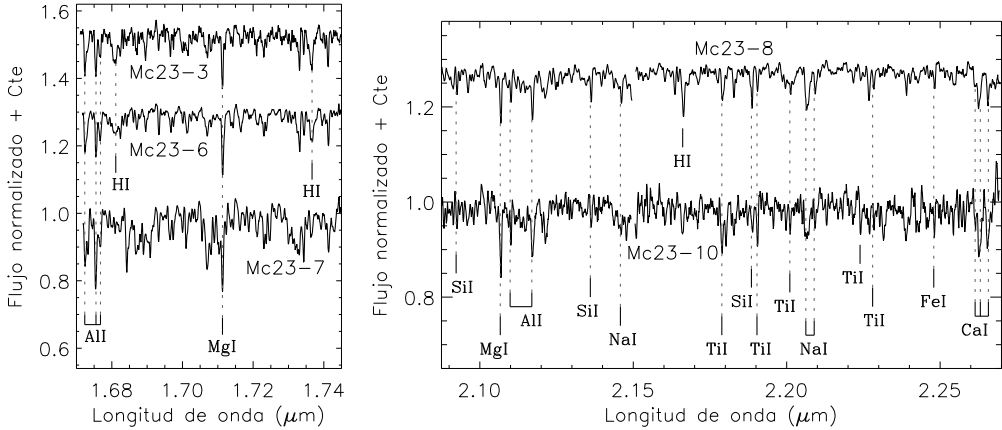


Figura 3.27: Espectros de tipos tardíos en el campo de Mercer 23, e identificación de líneas espectrales. A diferencia de la Fig. 3.26, las marcas de líneas espectrales están en su longitud de onda en reposo, mientras que los espectros han sido corregidos de velocidad radial (véase Sec. 3.1.5). Nótese que ninguno de los objetos se ha observado en las dos bandas (H y K). Nótese también que cada uno de los paneles tiene una escala de flujo diferente.

presentados en este capítulo, en el caso de Mercer 23 no se puede decir que los datos de NICMOS/HST aporten ventajas cruciales para su caracterización. Aún así, hemos decidido presentar en la Tabla 3.17 las magnitudes en las bandas $F160W$ y $F222M$ de los objetos observados espectroscópicamente, simplemente por consistencia con el resto de cúmulos aquí estudiados, permitiendo así una comparación inmediata entre las diferentes caracterizaciones. También se trata, al fin y al cabo, de datos nuevos tomados de forma independiente a los de Hanson et al. (2010), y por tanto la consistencia entre los dos conjuntos de datos (compárese la Tabla 3.17 con Hanson et al. 2010, Tabla 2) sirve como verificación mutua de que ambas fotometrías están libres de grandes errores sistemáticos.

En la Fig. 3.28 se muestra el CMD de Mercer 23 basado en los datos NICMOS/HST, como alternativa al diagrama de K_S frente a $J - K_S$ presentado por Hanson et al. (2010, Fig. 7). En la Fig. 3.28, además, se marcan tanto los objetos previamente observados espectroscópicamente como los presentados por primera vez en esta tesis (Figs. 3.26 y 3.27); se exceptúan los tres objetos que quedan fuera del campo de NICMOS/HST (ver Tabla 3.17), que serán discutidos más adelante. Todas las estrellas clasificadas como de tipo temprano se sitúan en el rango de colores $0.35 < F160W - F222M < 0.60$, así que este será el que utilizaremos para distinguir posibles candidatos adicionales a tipos tempranos. Aquí se revela la importancia de dos de las nuevas clasificaciones espectrales presentadas aquí, las de los objetos Mc23-07 y Mc23-08, que son estrellas frías con colores más rojos que el rango antes mencionado.

Tabla 3.16: Identificación y clasificación espectral de objetos observados espectroscópicamente por nosotros y por Hanson et al. (2010) en el campo de Mercer 23.

Identificadores		Coordenadas (J2000)		Tipo espectral	
Esta tesis	[HKB2010b] ^a	α	δ	Esta tesis	HKB10 ^a
Mc23-01	Obj6	19 ^h 30 ^m 13.36 ^s	18°32'18.7''	O5.5-6.5 Ifpe	O6 If
Mc23-02	Obj2	19 ^h 30 ^m 13.60 ^s	18°32'2.7''	WN7-8	WN7-8
Mc23-03		19 ^h 30 ^m 11.36 ^s	18°33'57.4''	G	
Mc23-04		19 ^h 30 ^m 13.68 ^s	18°32'8.7''	O7-8 I-II	
Mc23-05	Obj1	19 ^h 30 ^m 13.86 ^s	18°32'0.3''	O5-6 I	O5.5 I
Mc23-06	Obj8	19 ^h 30 ^m 12.58 ^s	18°32'7.4''	G	Fría
Mc23-07		19 ^h 30 ^m 13.25 ^s	18°31'55.2''	KM	
Mc23-08		19 ^h 30 ^m 14.06 ^s	18°31'56.7''	G	
Mc23-09		19 ^h 30 ^m 13.57 ^s	18°31'59.0''	B0-2 IV-V	
Mc23-10		19 ^h 30 ^m 09.01 ^s	18°32'21.6''	KM	
	Obj3	19 ^h 30 ^m 12.87 ^s	18°32'10.4''		O9-B2
	Obj4	19 ^h 30 ^m 11.52 ^s	18°32'24.1''		O9-B2
	Obj5	19 ^h 30 ^m 13.70 ^s	18°32'24.2''		B
	Obj7	19 ^h 30 ^m 13.10 ^s	18°32'14.7''		B
	Obj9	19 ^h 30 ^m 12.84 ^s	18°31'57.3''		O9-B2
	Obj10	19 ^h 30 ^m 12.54 ^s	18°31'52.3''		O9-B2
	Obj11	19 ^h 30 ^m 14.01 ^s	18°32'2.6''		O9-B2

(^a) Resultados publicados por Hanson et al. (2010).

Si no las hubiéramos observado, entonces habría cabido la posibilidad de que el grupo de objetos brillantes visible en la Fig. 3.28 para $F160W - F222M > 0.60$ estuviera en realidad constituido por estrellas de tipo temprano notablemente más enrojecidas. Dicho de otra forma, nuestras nuevas observaciones nos permiten descartar fenómenos significativos de extinción diferencial que pudieran causar falsos negativos en la detección de candidatos a miembros calientes del cúmulo.

Dentro del rango de colores $0.35 < F160W - F222M < 0.60$, es posible apreciar visualmente en la Fig. 3.28 un salto, en torno a $F222M \approx 11$, entre el pequeño grupo de estrellas calientes más tempranas y el grupo más numeroso de estrellas menos luminosas. Por similitud al caso de Mercer 30 (Fig. 3.8, Sec. 3.1.2), cuya población masiva confirmada espectroscópicamente es cualitativamente similar a la de Mercer 23 (véase también más adelante el caso de Mercer 70), podríamos interpretar este salto como la separación entre los regímenes de supergigantes y no supergigantes. Esta sugerencia puede apoyarse en el grupo de 4 estrellas OB de clase de luminosidad conocida (véase Tabla 3.16), siendo Mc23-09 la única de ellas con $F222M > 11$. Al ser esta estrella de clase IV-V, y casi la más brillante del grupo asumido como de no supergigantes, es lógico asumir que el resto de estrellas observadas espectroscó-

Tabla 3.17: Fotometría NICMOS/HST y velocidades radiales de los objetos observados espectroscópicamente por nosotros y/o por Hanson et al. (2010) en el campo de Mercer 23.

Identificadores		Fotometría NICMOS/HST		v_{LSR}
Esta tesis	[HKB2010b] ^a	$F160W$	$F222M$	[km s ⁻¹]
Mc23-01	Obj6	9.72	9.25	—
Mc23-02	Obj2	8.12	7.66	—
Mc23-03		Fuera del campo HST		60
Mc23-04		11.19	10.80	—
Mc23-05	Obj1	10.04	9.60	—
Mc23-06	Obj8	10.38	10.02	33
Mc23-07		11.28	10.35	2
Mc23-08		12.15	11.38	−26
Mc23-09		12.74	12.32	57
Mc23-10		Fuera del campo HST		26
	Obj3	13.61	13.15	(86) ^b
	Obj4	Fuera del campo HST		(67) ^b
	Obj5	15.04	14.58	(88) ^b
	Obj7	14.20	13.67	(83) ^b
	Obj9	13.47	13.08	(67) ^b
	Obj10	12.83	12.30	(80) ^b
	Obj11	12.75	12.19	(91) ^b

(^a) Identificadores de Hanson et al. (2010).

(^b) Las velocidades radiales obtenidas por Hanson et al. (2010) se presentan entre paréntesis.

picamente cuyo brillo es similar o menor al de Mc23-09 son también enanas (o, al menos, subgigantes). Nótese que esta comprobación de clase de luminosidad se puede llevar a cabo gracias a la observación de Mc23-09 que hemos llevado a cabo aquí por primera vez.

De los tres objetos que quedan fuera del campo de NICMOS/HST, dos (Mc23-03 y Mc23-10) son estrellas de tipo tardío muy alejadas del centro del cúmulo, así que es sumamente improbable su pertenencia al cúmulo. El objeto restante es [HKB2010b] Obj4, clasificado como O9/B2, cuya posición en el CMD de Hanson et al. (2010, Fig. 7) es prácticamente coincidente con otras dos estrellas O9/B2, [HKB2010b] Obj10 y [HKB2010b] Obj11, siendo aún más cercana la coincidencia en su índice de color $H - K_S \approx 0.36$ (Hanson et al. 2010, Tabla 2). De ello se infiere que la posición de [HKB2010b] Obj4 en el CMD de HST/NICMOS (Fig. 3.28) tiene que ser aproximadamente la misma que la de los objetos [HKB2010b] Obj10 y [HKB2010b] Obj11. En particular, se espera que $(F160W - F222M)_{\text{Obj4}} \approx 0.55$, siendo compatible con el criterio de color $0.35 < F160W - F222M < 0.60$.

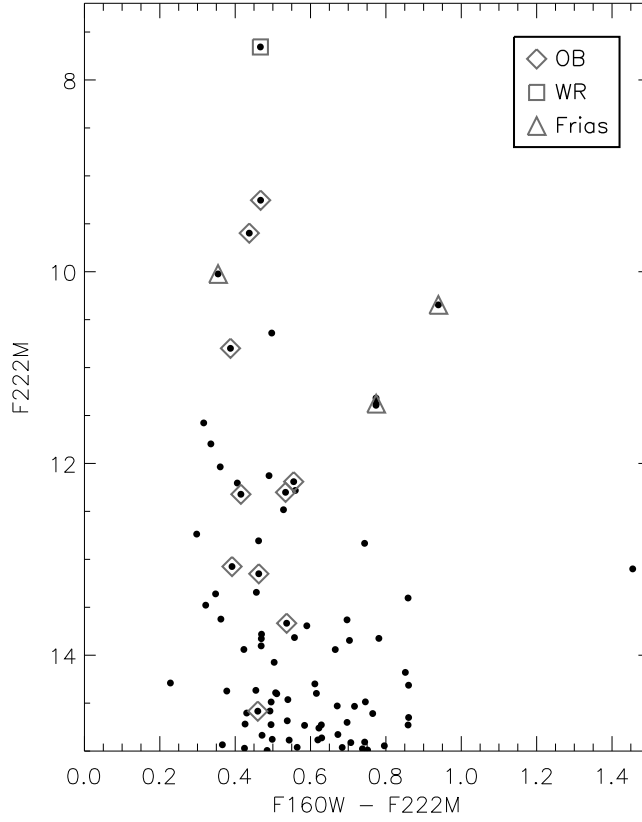


Figura 3.28: Diagrama color-magnitud de las fuentes observadas con NIMCOS/HST en el campo de Mercer 70. Las estrellas observadas espectroscópicamente (incluyendo las clasificadas por Hanson et al. (2010)) están marcadas con símbolos, exceptuándose aquellas que están fuera del campo de NIMCOS/HST.

Velocidades radiales y membresía

Las velocidades radiales de las estrellas observadas espectroscópicamente por nosotros en el campo de Mercer 23 fueron medidas mediante ajustes Gaussianos a las líneas de absorción apropiadas. Para las de tipo tardío 3.27, este método no ha presentado ningún problema, dando como resultado las velocidades que figuran en la Tabla 3.17. Por el contrario, de nuestros cinco espectros de tipo temprano (3.26), los cuatro de tipos WR y supergigante están afectados por tanta contaminación por vientos que no disponemos de una sola línea adecuada para la medición de v_{LSR} mediante ajustes Gaussianos. Así pues, la única velocidad radial del cúmulo obtenida por nosotros es la de Mc23-09, $v_{\text{LSR}} = 57 \text{ km s}^{-1}$.

Este valor difiere significativamente de la media ponderada hallada por Hanson et al. (2010),

$\bar{v}_{\text{LSR}} = (70 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$. Para intentar descubrir el origen de tal discrepancia, contactamos con los autores del artículo mencionado, los cuales nos transmitieron sus dudas de que la calibración en longitud de onda fuese lo suficientemente precisa (Hanson, comunicación privada). Entonces, la disparidad entre los dos valores podría deberse bien a un error sistemático asociado a la calibración. También podría ser que el valor dado por Hanson et al. (2010) fuera correcto, y que la diferencia de velocidad de Mc23-09 fuera real, ya sea por su binariedad, porque se trate de una estrella fugitiva (siendo esto último menos probable por su localización en la región central del cúmulo; ver Fig. 3.25), o incluso porque en realidad no sea un miembro genuino de Mercer 23 (aún menos probable). En cualquier caso, con los datos y resultados de que disponemos hasta aquí aún no podemos distinguir el origen de la discrepancia, así que optaremos por evitar los resultados de velocidad radial de estrellas calientes en la discusión sobre la membresía de las estrellas. Más adelante, sí discutiremos la compatibilidad de los posibles valores de velocidad radial del cúmulo con la cinemática del medio circundante y la curva de rotación Galáctica. En todo caso, esta cuestión no quedará resuelta de forma definitiva hasta que calculemos las velocidades radiales de las estrellas calientes mediante el ajuste a modelos de atmósfera (que parece el método más fiable según la Sec. 3.1.5), por lo que pospondremos la resolución de este problema para un futuro en que hayamos confeccionado dichos modelos.

Aunque no dispongamos en esta ocasión del resultado de velocidad radial de Mercer 23, en los siguientes párrafos trataremos de distinguir la membresía de los diferentes objetos clasificados espectralmente (ya sea por nosotros o por Hanson et al. 2010).

Las estrellas calientes observadas espectroscópicamente están concentradas fotométricamente en colores $0.35 < F160W - F222M < 0.60$ y espacialmente hacia el centro del cúmulo (Fig. 3.25; véase también Hanson et al. 2010, Fig. 2), haciendo muy probable que todos estos objetos sean miembros del cúmulo. Una posible excepción es [HKB2010b] Obj4 por situarse en una posición relativamente más apartada ($\sim 15''$ del centro del cúmulo). No obstante, el hecho de que este objeto esté casi exactamente en la misma posición del CMD (Fig. 3.28) que otros dos objetos de idéntico tipo espectral (como ya se explicó más arriba) favorece fuertemente su membresía.

En cuanto a las estrellas frías, hay que señalar que de los posibles argumentos que permitirían descartar la membresía de estos objetos, los que se refieren a su distribución espacial y a sus velocidades radiales son parcialmente inválidos. En el primer caso, porque solo dos de las cinco estrellas con espectros de tipo tardío, Mc23-03 y Mc23-10, se sitúan lo suficientemente apartadas (véase Fig. 3.25). En el segundo, porque no podemos saber si alguna de sus velocidades radiales es compatible con la de Mercer 23, al no estar la velocidad del cúmulo determinada. Como mucho, se puede descartar la membresía de la mayoría de las estrellas

frías por ser sus velocidades incompatibles entre sí. La única excepción a esto último es el par formado por Mc20-06 y Mc20-10, que aún así se sitúan a demasiada distancia angular (ver de nuevo Fig. 3.25) como para pensar que pudieran estar físicamente relacionadas.

Afortunadamente, contamos con otro criterio que, por sí solo, es suficiente para descartar la membresía de todas las estrellas de tipo tardío: el hecho de que sean todas mucho más brillantes que lo que se esperaría de un miembro frío de MS, y mucho más débiles que una hipotética RSG, que tendría que dominar la luz del cúmulo (véanse los detalles de estos argumentos en la Sec. 3.1.1). De este modo, la simple inspección visual de las imágenes IR de la Fig. 3.25 permite afirmar que ninguno de los objetos de tipo tardío puede pertenecer a Mercer 23.

Espectrofotometría, edad y masa

Como ya discutimos en la Sec. 3.1.4, ni las estrellas WR ni las supergigantes Of son adecuadas para su utilización en cálculos espectrofotométricos, y es a estos dos tipos estelares a los que pertenecen, respectivamente, los objetos Mc23-02 y Mc23-01. Ocho de los diez miembros restantes del cúmulo ya fueron utilizados por Hanson et al. (2010, Tabla 3) para calcular la extinción y la distancia, y mediante el mismo método que empleamos en esta tesis. Entonces, si quisiéramos realizar un nuevo estudio espectrofotométrico con todas las observaciones realizadas hasta el momento, en realidad solo estaríamos añadiendo dos miembros nuevos del cúmulo (Mc23-04 y Mc23-09) al estudio citado. Al ser la posición de estos dos objetos en el CMD (Fig. 3.28) totalmente compatible con sus tipos espectrales, en comparación con el resto de miembros del cúmulo, el efecto de su inclusión en los cálculos de extinción y distancia sería insignificante. Además, el índice de color empleado por Hanson et al. (2010), $J - K_S$, supone una mayor diferencia de longitudes de onda efectiva que el que usaríamos nosotros, $F160W - F222M$, implicando una mayor precisión en el cálculo del exceso de color de cada fuente. Por todo ello, no consideramos necesario recalculer los valores de extinción y distancia de Mercer 23. Simplemente aplicaremos los resultados obtenidos Hanson et al. (2010): $A_{K_S} = 0.90 \pm 0.03$; $d = (6.5 \pm 0.3)$ kpc.

Aunque un primer HRD de Mercer 23 ya fue presentado por Hanson et al. (2010, Fig. 11), este se confeccionó siguiendo un método diferente al nuestro, en términos del uso de modelos, de una fotometría (basada en el índice $H - K_S$) distinta a la del HST, y unas isocronas que ahora están desactualizadas (en concreto, las de la anterior versión de los modelos evolutivos del grupo de Ginebra; Meynet y Maeder 2000, 2003). El efecto neto de estas diferencias es difícil de evaluar, así que optaremos por construir nuestro propio HRD sin cuestionar la validez del anterior. Así, a efectos de evaluar el estado evolutivo del cúmulo, no solo tendremos en cuenta ambos HRDs, sino también los resultados del ajuste de las isocronas pre-MS de Siess

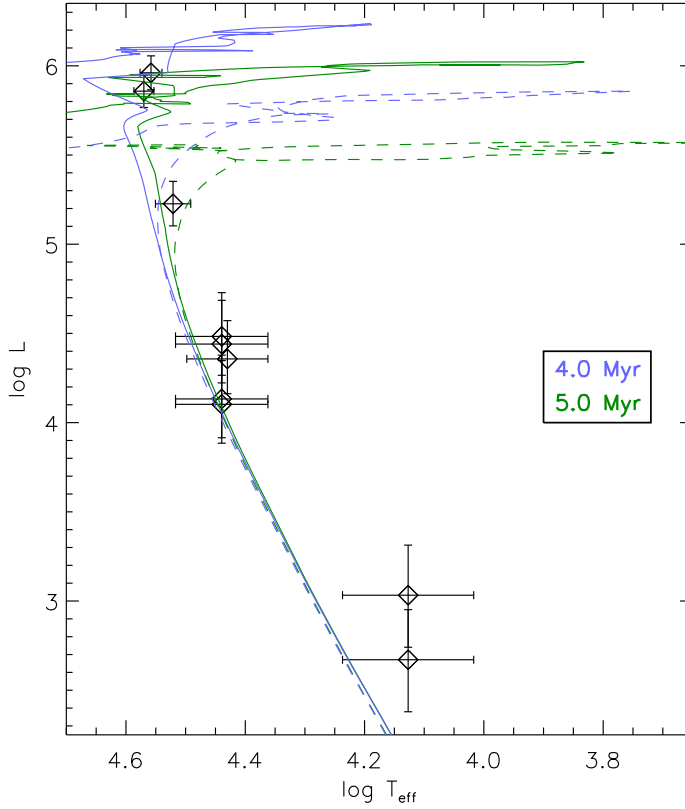


Figura 3.29: Diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 23 donde se muestran las isocronas de modelos con rotación (líneas continuas) y sin rotación (líneas discontinuas) que mejor se ajustan a los datos.

et al. (2000) al CMD de Mercer 30 presentado por Hanson et al. (2010, Fig. 7).

El HRD de Mercer 23 basado en su fotometría NICMOS/HST (Tabla 3.17) se presenta en la Fig. 3.29. Para más detalles sobre cómo ha sido confeccionado este diagrama, véase la explicación para Mercer 20 (Sec. 3.2.1). Las únicas diferencias respecto de este último son las siguientes: el uso del valor medio del coeficiente de extinción (el obtenido por Hanson et al. 2010) para desenrojecer las estrellas, en vez de un A_K particular para cada estrella. Se incluyen tanto los miembros probables del cúmulo que han sido observados tanto por nosotros como por Hanson et al. (2010), siempre que se sitúen en el campo de NICMOS/HST pero exceptuando la estrella WR Mc23-02 por los motivos que se explicaron en la Sec. 3.1.6.

También se representan en la Fig. 3.29 las isocronas de modelos con y sin rotación del grupo de Ginebra (Ekström et al. 2012) que mejor se ajustan a los datos: las de 4.0 y 5.0 Myr. Las de 6.3 Myr son claramente incompatibles por alcanzar luminosidades máximas significa-

tivamente menores que las de los dos objetos que aparecen más arriba en el HRD, que son Mc23-01 y Mc23-05, así que estableceremos un límite intermedio de 5.7 Myr para la edad de Mercer 30. Por otra parte, el tercer objeto más luminoso de los representados en la Fig. 3.29 (Mc23-04, situado junto al MSTO), tiene una barra de error horizontal cuyo extremo está algo más cerca de las isocronas de 4.0 Myr que de las de 3.2 Myr, por lo que estableceremos un límite inferior de 3.7 Myr. Nótese que precisamente este objeto, Mc23-04, está entre los que nosotros hemos confirmado espectroscópicamente por primera vez, por lo que no hubiera sido posible establecer tal límite inferior si no llega a ser por los nuevos datos que hemos aportado.

En resumen, concluimos que la edad de Mercer 30 está en el rango [3.7, 5.7] Myr, el cual es compatible con la presencia de una estrella WR y la ausencia de RSGs tal como se explicó en la Sec. 3.1.6. Y aunque no se pueda descartar ninguna edad dentro de dicho rango los datos disponibles favorecen las edades más tempranas, en torno a 4.0 Myr, por las siguientes razones. En primer lugar, los dos objetos que parecen mostrarse más evolucionados según la Fig. 3.29 (Mc23-01 y Mc23-05) están en la parte más azul del HRD, y este hecho es menos probable cuanto mayor sea la edad, ya que a mayores edades, más hacia el rojo se extienden las isocronas. Por tanto, una mayor edad lleva aparejada una probabilidad mayor de presencia de objetos post-MS de tipos B, pero estos no han sido observados en Mercer 30. Por otra parte, aunque no se haya podido estimar adecuadamente la luminosidad de Mc23-02, esta estrella WR es la más brillante del cúmulo en banda K (véase Fig. 3.28) con una diferencia de más de 1.5 magnitudes sobre la segunda (Mc23-01), por lo que también debe ser significativamente más luminosa. De forma cuantitativa, tiene que ser $\log L_{\text{Mc30-02}} > 6$, lo que implica una mayor compatibilidad con la trayectoria de la Fig. 3.22. Y por último, el análisis de isocronas (incluyendo las pre-MS) llevado a cabo por Hanson et al. (2010) lleva a estos autores a concluir que la edad más probable está entre 2 y 4 Myr, siendo solo compatible con las edades menores de las propuestas más arriba. Por todo ello, expresaremos la edad de Mercer 23 como $4.0^{+1.7}_{-0.3}$ Myr.

Teniendo en cuenta simultáneamente el CMD (Fig. 3.28) y el HRD (Fig. 3.29), parece clara la conveniencia de escoger como corte inferior valores de luminosidad y de brillo en banda F222M ligeramente inferiores a la estrella Mc23-04, es decir, $\log L_{\text{ct}} = 5.0$; $F222M = 11$. Por encima de este corte, todos los objetos del campo de NICMOS/HST, excepto uno, han sido observados espectroscópicamente, como se puede apreciar en la Fig. 3.28. Mediante inspección de las isocronas de 4.0 Myr, obtenemos $M_{\text{ct}} = 24.5 M_{\odot}$, siendo este valor prácticamente invariante con la rotación. Por otra parte, gracias a que ya utilizamos las mismas isocronas para este propósito en la Sec. 3.1.6, sabemos que $M_{\text{SN}} \approx 75 M_{\odot}$.

Dentro del rango $0.35 < F160W - F222M < 0.60$ y por encima del corte en magnitud hallado, se pueden contar 6 objetos en el CMD de Mercer 23 (Fig. 3.28), de los cuales cuatro

son miembros confirmados y uno no ha sido observado espectroscópicamente. Para completar el cómputo, hay que tener en cuenta que el cúmulo se extiende más allá del campo de NICMOS/HST, como queda demostrado por la localización del miembro [HKB2010b] Obj4, a $27''$ del centro del cúmulo. La propia estrella [HKB2010b] Obj4 no se incluye en el conteo por tener $K_S = 12.02$ según Hanson et al. (2010, Tabla 2); compárese por ejemplo con la estrella del mismo tipo espectral [HKB2010b] Obj10, $K_S = 11.98$, $F222M = 12.30$.

Por otra parte, puede haber objetos adicionales fuera del campo de NICMOS/HST que sí necesiten contarse, así que buscaremos tales objetos en el catálogo fotométrico del sondeo público UKIDSS. Estos nuevos candidatos a miembro de cúmulo deben cumplir criterios de color y de magnitud equivalentes a los utilizados en los datos de NICMOS/HST. Para establecer esta equivalencia, empleamos la transformación fotométrica expresada las ecuaciones 3.15 y 3.16 como una aproximación suficiente para este propósito⁹. De esta manera, obtenemos que la condición $F222M < 11$ equivale a $K_{ct} \approx 10.8$, mientras que el rango de colores $F160W - F222M$ es virtualmente el mismo que el de $H - K$ por ser $F160W - F222M \approx H - K$, dentro de las incertidumbres asociadas.

Después de examinar el catálogo de UKIDSS en un área de radio no mucho mayor al correspondiente a [HKB2010b] Obj4, encontramos un solo candidato que cumpla aproximadamente los cortes de color y magnitud requeridos. Se trata de una estrella situada unos $0.5'$ al oeste del centro del cúmulo, y cuyos datos fotométricos de interés son $H = 11.18$, $K = 10.76$. Así que con esta estrella, ya tenemos dos candidatos a miembro luminoso sin confirmar y otros 4 confirmados. Teniendo en cuenta que de los 5 objetos observados espectroscópicamente en la zona requerida del CMD, 4 son miembros del cúmulo, resulta razonable asumir que al menos uno de los dos candidatos tiene que ser un miembro luminoso genuino de Mercer 30. Así, en definitiva, hemos hallado que $N_{lum} = 5$.

Utilizando estos datos, y mediante el procedimiento explicado en la Sec. 3.1.6, obtenemos para la masa total de Mercer 23 $M_{Mc23} \gtrsim 2.5 \times 10^3 M_\odot$. Al tratarse de un límite inferior, este resultado es perfectamente compatible con el intervalo $3 - 5 \times 10^3$ estimado por Hanson et al. (2010).

⁹Las ecuaciones 3.15 y 3.16 no son aquí válidas de forma exacta porque están calculadas para colores algo más rojos que los que presentan los miembros de tipo temprano de Mercer 23 (ver 3.2.1). Tal como se explicó en la Sec. 3.1.2, las transformaciones de Kim et al. (2005) tampoco son válidas por corresponder a colores más azules. Sin embargo, la diferencia entre los resultados de nuestras transformaciones y las de Kim et al. (2005) nos dan una idea de su incertidumbre, resultando ser aproximadamente de 0.1 mag. Esto nos autoriza a aplicar aquí las fórmulas 3.15 y 3.16 siempre y cuando no se requiera una precisión mejor que una décima de magnitud. Aquí nos hemos asegurado de que una variación de una décima de magnitud en el punto de corte no hace variar el cómputo de estrellas resultantes (que es igual a uno, según se obtiene más abajo) en el catálogo de UKIDSS para el rango de color empleado.

Mercer 23 en su contexto Galáctico

La inspección de las imágenes de GLIMPSE (Fig 3.30) revela la existencia de una gran cavidad en torno a Mercer 23, delimitada por una corteza de emisión en $8\ \mu\text{m}$. Esta cavidad fue detectada por primera vez en radiofrecuencia por Velusamy y Kundu (1974); en base a su morfología y polarización, estos autores interpretaron que se trataba de un Remanente de Supernova (SNR). Esta interpretación fue más tarde puesta en duda por Velusamy et al. (1986), quienes simplemente describieron este objeto como un anillo de regiones H II. Y en efecto, más tarde se fueron descubriendo las regiones H II que aparecen etiquetadas con letras en la Fig. 3.30, y que iremos describiendo más abajo. Aún así, el descubrimiento del remanente compacto SNR $54.1+0.3$ (Velusamy y Becker 1988) al norte de la corteza, y la posterior detección de su púlsar central, PSR J1930+1852 (Camilo et al. 2002), renovaron el interés por la posible relación entre el anillo H II y la correspondiente supernova.

Leahy et al. (2008) pudieron finalmente descartar la relación entre la mencionada supernova y el anillo H II al medir diferentes distancias cinemáticas hacia estos dos objetos. Para ello, estos autores presentaron, en primer lugar, la imagen en 1420 MHz de la corteza de gas neutro $G043.9+0.2$, mostrando que estaba asociada a dicho anillo H II (Fig. 3.31). En segundo lugar, estos autores tomaron las velocidades radiales de 38 y $42.1\ \text{km s}^{-1}$ medidas por (Kuchar y Bania 1994) sobre líneas de H I para las regiones $G043.64+0.24$ (en la pared oeste del anillo) y $G044.09-0.06$ (en la pared noreste), respectivamente. Por otra parte, el espectro de esta última región (tomado de los datos de radio del sondeo *VLA Galactic Plane Survey* (VGPS); Stil et al. 2006), presentaba rasgos de absorción de H I, causados por gas interpuesto en la línea de visión, con velocidades radiales significativamente superiores, lo cual permitió a Leahy et al. (2008) resolver la ambigüedad cinemática cerca/lejos en favor de la distancia lejana. A pesar de todo lo anterior, estos autores insistieron en la interpretación de SNR para $G043.9+0.2$, aunque originado por otra hipotética supernova distinta al precursor de PSR J1930+1852.

Recientemente, Xu y Ju (2014) han llevado a cabo el que hasta la fecha es el estudio más completo de las regiones H II extendidas en la corteza $G043.9+0.2$, es decir, $G044.09-0.06$ (noreste), $G043.64+0.24$ (oeste) y Sh2-82 (sur). Esta última, que es la más conspicua en la Fig. 3.30, fue descubierta en longitudes de ondas visibles por Sharpless (1959), lo cual hace sospechar que está menos extinguida y por tanto es más cercana que las otras. Este extremo fue confirmado por Xu y Ju (2014, véase su Fig. 1) mediante los mapas de ^{13}CO de Jackson et al. (2006), mostrando dos componentes cinemáticas bien diferenciadas: el gas asociado a Sh2-82, con velocidades en LSR entre 20 y $28\ \text{km s}^{-1}$; y el asociado a las otras dos regiones extendidas, entre 35 y $43\ \text{km s}^{-1}$. Estos últimos valores no solo son completamente consistentes con las medidas de H I de Kuchar y Bania (1994) en las regiones $G044.09-0.06$ $G043.64+0.24$ antes

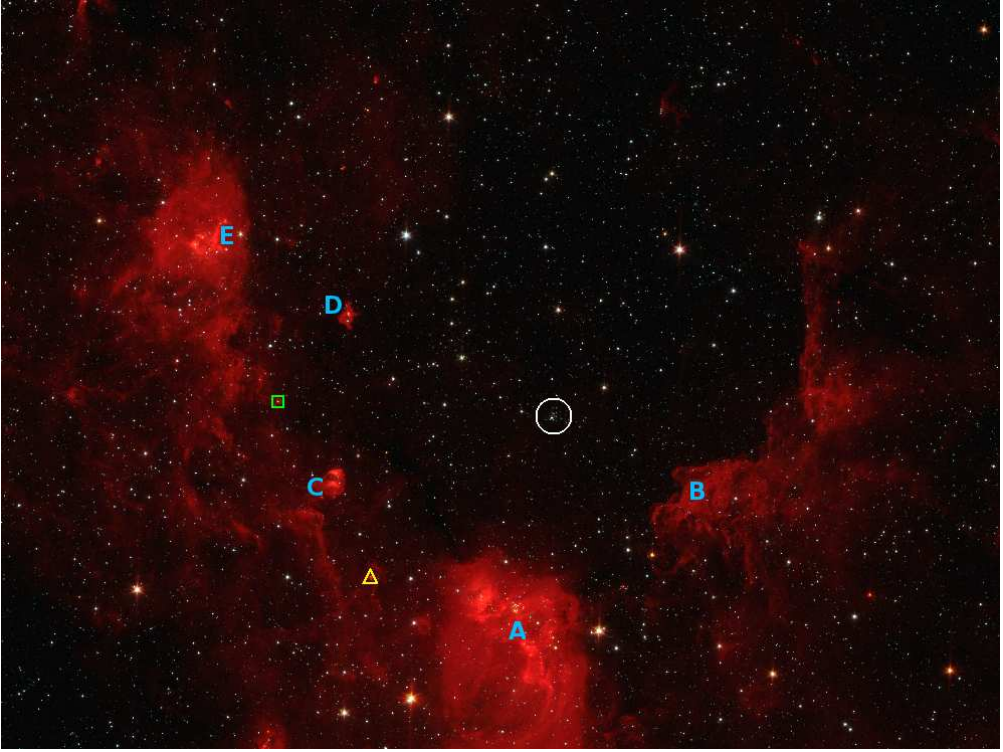


Figura 3.30: Imagen RGB del sondeo público GLIMPSE (rojo: $8.0 \mu\text{m}$; verde: $4.5 \mu\text{m}$; azul: $3.6 \mu\text{m}$) de Mercer 23 (encerrado en una circunferencia blanca de radio $1'$) y su entorno. Las regiones H II conocidas están etiquetadas con las siguientes letras: (A) Sh2-82; (B) G043.64+0.24; (C) HRDS G053.822-0.057; (D) HRDS G053.958+0.032; (E) G044.09-0.06. El cuadrado verde marca la posición del EGO G053.92-0.07, y el triángulo amarillo la del máser de SiO Onsala 108. El tamaño de la imagen es $60' \times 45'$; el norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda.

mencionadas, sino también las de sendos objetos asociados a ellas: $v_{\text{LSR}} = 42.0 \text{ km s}^{-1}$ para el máser de metanol IRAS 19294+1836 (Slysh et al. 1999), y $v_{\text{LSR}} \approx 38 \text{ km s}^{-1}$ para el núcleo denso G053.63+00.21 (Wienen et al. 2012).

Tal como se muestra en la Fig. 3.30, otros cuatro objetos relacionados con formación estelar se hallan emplazados en la pared oriental de G043.9+0.2, pero fuera de las tres regiones H II extendidas arriba presentadas. Se trata del máser de monóxido de silicio Onsala 108 (Harju et al. 1998); del EGO G053.92-0.07 (Cyganowski et al. 2008); y de las regiones H II compactas HRDS G053.822-0.057 y HRDS G053.958+0.032 (Anderson et al. 2011). El EGO citado está a su vez asociado al núcleo denso G043.92-0.07, para el que Wienen et al. (2012) midieron $v_{\text{LSR}} = 42.6 \text{ km s}^{-1}$. También Wienen et al. (2012) midieron velocidades radiales de 44.0 y 41.3 km s^{-1} para otros dos núcleos densos, G043.81-0.07 y G043.96+0.03, situados res-

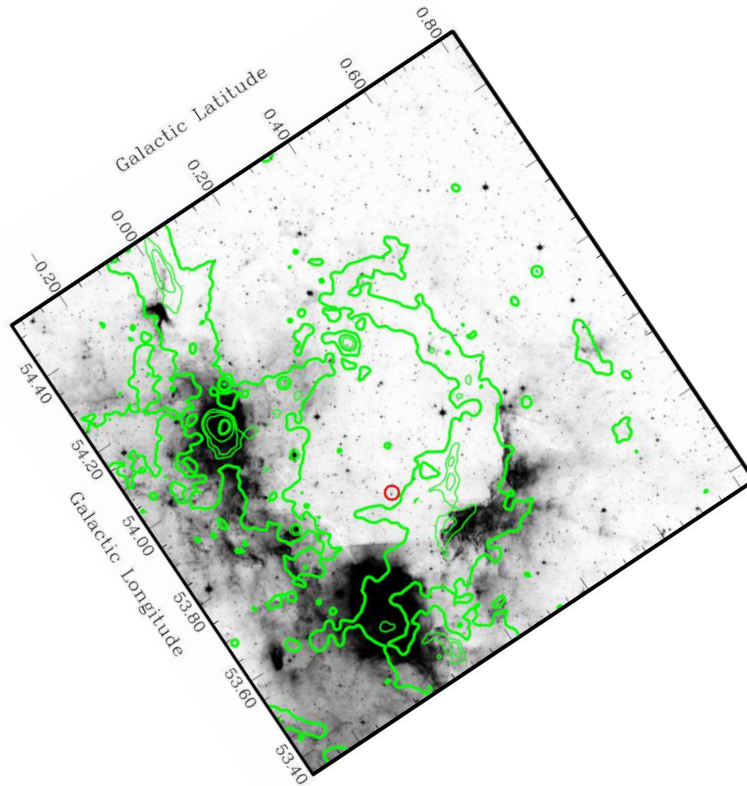


Figura 3.31: Isocontornos de intensidad de emisión del continuo en 1420 MHz (en verde) superpuestos a la imagen en la banda de $8.0\ \mu\text{m}$ de GLIMPSE alrededor de Mercer 23. El diagrama ha sido tomado de Leahy et al. (2008, Fig. 1), y ha sido editado para marcar la posición de Mercer 23 (en rojo) y para hacer coincidir su orientación con la de la Fig. 3.30 (norte hacia arriba y este hacia la izquierda en el sistema de referencia ecuatorial). Para más detalles, véase Leahy et al. (2008)

pectivamente en las regiones HRDS G053.822-0.057 y HRDS G053.958+0.032. Todas estas velocidades radiales son incompatibles con la de la región H II cercana Sh2-82, y consistentes con las mediciones de velocidad del gas de ^{13}CO asociado a las regiones extendidas G044.09-0.06 y G043.64+0.24.

Las evidencias hasta aquí expuestas apuntan de forma casi concluyente hacia una verdadera asociación física entre la corteza de gas neutro G043.9+0.2 (Fig. 3.31) y todos los objetos marcados y etiquetados en la Fig. 3.30, con la única excepción de Sh2-82, que se sitúa en primer plano. Esta morfología de corteza, junto con la distribución de múltiples signos de formación estelar a lo largo de esta (y muy especialmente en G044.09-0.06, tal como describen Xu y Ju 2014) favorecen el escenario de formación estelar inducida, de forma análoga al caso

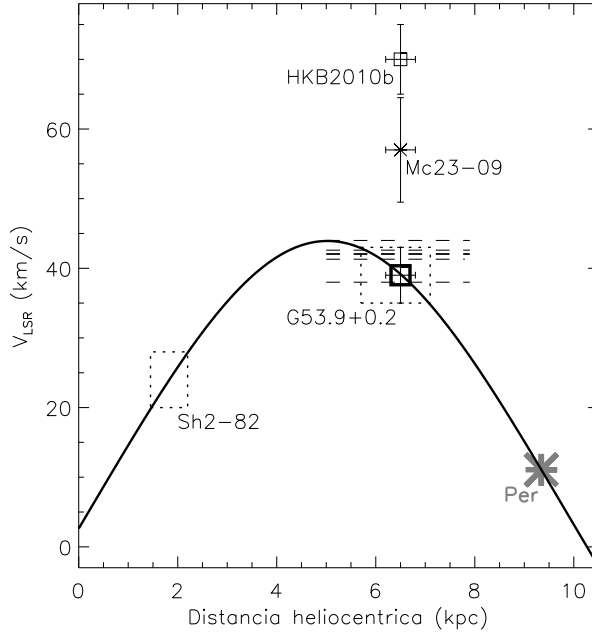


Figura 3.32: Diagrama de velocidad radial frente a distancia heliocéntrica para Mercer 23 y los objetos de su entorno, así como la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993) a lo largo de la línea de visión. Se incluyen los tres posibles valores de velocidad radial del cúmulo, es decir, tomando como referencia el valor de Hanson et al. (2010) (HKB2010b), nuestra medida sobre el espectro de Mc23-09, y la medición de G043.9+0.2 obtenida por Xu y Ju (2014). Tanto esta última medida como la de la región de primer plano Sh2-82 están representadas mediante rectángulos punteados, cuya anchura (en el eje de abscisas) expresa las distancias compatibles con la curva de rotación. El resto de velocidades radiales mencionadas en el texto para objetos individuales se marcan con líneas discontinuas. El punto de cruce con el brazo espiral de Perseo (según el modelo de Hou y Han 2014) se simboliza como un asterisco gris.

de G044.3+0.1 que vimos en la Sec. 3.2.1. La presencia de Mercer 23 en el interior de la cavidad, que no fue advertida en ninguno de los trabajos citados en esta sección, sugiere que el mecanismo de inducción está precisamente generado por este cúmulo. Si es así, Mercer 23 podría ser responsable de la formación de los candidatos a cúmulo BDSB 156 (Bica et al. 2003) y G053.819-00.059 (Solin et al. 2012), embebidos respectivamente en las regiones G044.09-0.06 y HRDS G053.822-0.057.

La probable pertenencia de Mercer 23 al complejo de formación estelar que lo rodea nos lleva a proponer un valor de velocidad radial del cúmulo alternativo a los otros dos valores que se presentaron anteriormente (el calculado por Hanson et al. 2010, y el obtenido por nosotros para Mc23-09). Así, aplicando directamente la medida de velocidad radial de Xu y Ju (2014) al cúmulo, obtendríamos $v_{\text{LSR}} = (39 \pm 4) \text{ km s}^{-1}$. La sugerencia de asociar cinemáticamente el cúmulo con su entorno tiene la ventaja adicional de resolver la ambigüedad cerca/lejos a favor

de la distancia lejana. Desafortunadamente, el nuevo valor es incompatible con los otros dos, así que seguimos sin poder considerar resuelto el problema de la velocidad radial de Mercer 23

En la Fig. 3.32 presentamos el diagrama distancia-velocidad de Mercer 23 y su entorno, considerando las tres alternativas posibles para la velocidad radial del cúmulo. Al superponer la curva de rotación Galáctica a lo largo de la línea de visión, podemos evaluar la consistencia entre esta y cada una de las tres localizaciones posibles de Mercer 23 en el plano distancia-velocidad. En el caso de la medida de velocidad basada en la cinemática del entorno, se aprecia una coincidencia casi exacta con la cinemática Galáctica. Dicho de otra forma, se podría obtener el mismo valor de velocidad radial mediante un ajuste de la distancia espectrofotométrica de Mercer 23 a la curva de rotación de Brand y Blitz (1993). En cambio, los otros dos valores alternativos de velocidad radial del cúmulo (el publicado por (Hanson et al. 2010), y el calculado más arriba para el espectro de Mc23-09) son claramente incompatibles con la cinemática Galáctica. Es más, estas dos velocidades exceden significativamente el valor tangencial (es decir, el máximo de la curva de rotación a lo largo de la línea de visión), $v_{\text{tan}} \approx 44 \text{ km s}^{-1}$, así que la incompatibilidad se mantendría incluso si no tuviéramos en cuenta la distancia espectrofotométrica.

A la vista de todo ello, tomaremos provisionalmente el valor de $v_{\text{LSR}} = (39 \pm 4) \text{ km s}^{-1}$ como velocidad radial más probable del cúmulo. Aún así, hay que recordar que se trata de una medida de velocidad radial indirecta, obtenida bajo la suposición de asociación física con el medio circundante, y que este problema solo podrá ser resuelto de forma definitiva cuando se ajusten los modelos de atmósfera a miembros de Mercer 23.

En cuanto a los posibles cruces entre la línea de visión con brazos espirales según el modelo de Hou y Han (2014), el más cercano de estos cruces resulta estar a 9.3 kpc (¡más lejos que el Centro Galáctico!), tal como se indica en la Fig. 3.32. Este curioso hecho se debe a que la línea de visión de Mercer 23 transcurre entre los brazos de Sagitario-Carina y de Perseo (véase Fig. 1.3) a lo largo de toda esa distancia, pasando cerca del punto de tangencia¹⁰ del de Sagitario-Carina pero sin llegar a cortarlo. En concreto, para el modelo que estamos tomando como referencia, la dirección de tangencia con dicho brazo está a longitud Galáctica $l = 51.13^\circ$, mientras que Mercer 23 está a $l = 53.77^\circ$. Aunque el cúmulo está significativamente más lejos que el punto de tangencia $d_{\text{tan}} \approx 4.02 \text{ kpc}$, el arco de brazo espiral aún no se ha separado mucho de la línea de visión; de forma más específica e ignorando las incertidumbres en la distancia de Mercer 23, obtenemos una separación (medida sobre la perpendicular al brazo) de

¹⁰No debe confundirse con el punto de tangencia de la curva de rotación Galáctica, que coincide con el máximo de la velocidad radial a lo largo de la línea de visión).

690 pc

¿Podemos, entonces, considerar que Mercer 23 está situado en el espacio entre brazos espirales? Para responder a esta cuestión, en primer lugar debemos tener en cuenta que el brazo espiral hacia el que hemos medido la distancia es en realidad una curva unidimensional que Hou y Han (2014) ajustaron a regiones H II, pero los brazos espirales reales tienen cierta anchura. Según los cálculos de Vallée (2014), la semianchura típica de un brazo espiral de la Vía Láctea es ~ 400 pc (es decir, ~ 800 pc de anchura completa), así que en principio el cúmulo quedaría fuera del brazo de Sagitario-Carina. Sin embargo, también hay que tener en cuenta que, tal como demuestran Hou y Han (2014) la trayectoria exacta de los brazos espirales obtenida mediante ajustes a modelos depende significativamente de su forma funcional, del tipo de trazador ajustado (nubes moleculares, regiones H II, máseres), de la distancia asumida al Centro Galáctico, y de si se asume un número concreto de brazos¹¹. Por si fuera poco, los ajustes son más inciertos a mayores distancias debido a la escasez de trazadores descubiertos y a las mayores incertidumbres en sus mediciones de distancia. En estas condiciones, lo más preciso que podemos afirmar es que Mercer 23 se encuentra cerca del borde exterior del brazo espiral de Sagitario-Carina.

3.2.3. Mercer 70

Datos espectroscópicos y fotométricos

Los espectros de estrellas de tipo temprano observados en el campo de Mercer 70 se presentan en la Fig. 3.33, con la excepción de un objeto (Mc70-14) que muestra el fenómeno B[e] y que será presentado y discutido en la Sec. 4.1.1. Los espectros correspondientes a tipos tardíos se muestran en la Fig. 3.34. Todos estos espectros se han etiquetado con los números con que aparecen identificados en las imágenes de VVV e ISAAC/VLT de la Fig. 3.35. Sus coordenadas ecuatoriales y su clasificación espectral se presentan en la Tabla 3.18.

El único de estos objetos que había sido previamente observado y clasificado es Mc70-07 (=WR1038-22L). Shara et al. (2012) clasificaron esta estrella como WC7 basándose en su espectro en banda K tomado con SpeX/IRTF.

En principio, podrían utilizarse las fotometrías de NICMOS/HST y de VVV, al igual que hicimos en el caso de Mercer 30 (Sec. 3.1.2). Sin embargo, la gran densidad superficial de estrellas de Mercer 70, junto con el hecho de que algunas de ellas son más brillantes que en

¹¹Nuestro desconocimiento de la llamada *Zona Galáctica Incognita* (región del disco opuesta a la de la vecindad solar) impide saber establecer una continuidad de brazos espirales, y por tanto conocer cuántos hay en realidad. Para entenderlo, basta con observar el modelo polinómico-logarítmico representado en la Fig. 1.3 y tratar de discernir la continuidad del brazo de Norma: si éste se conecta con el brazo de Perseo, el número de brazos es 3, mientras que si conecta con el brazo exterior (tal como se eligió en la impresión artística de la misma figura), entonces hay 4 brazos.

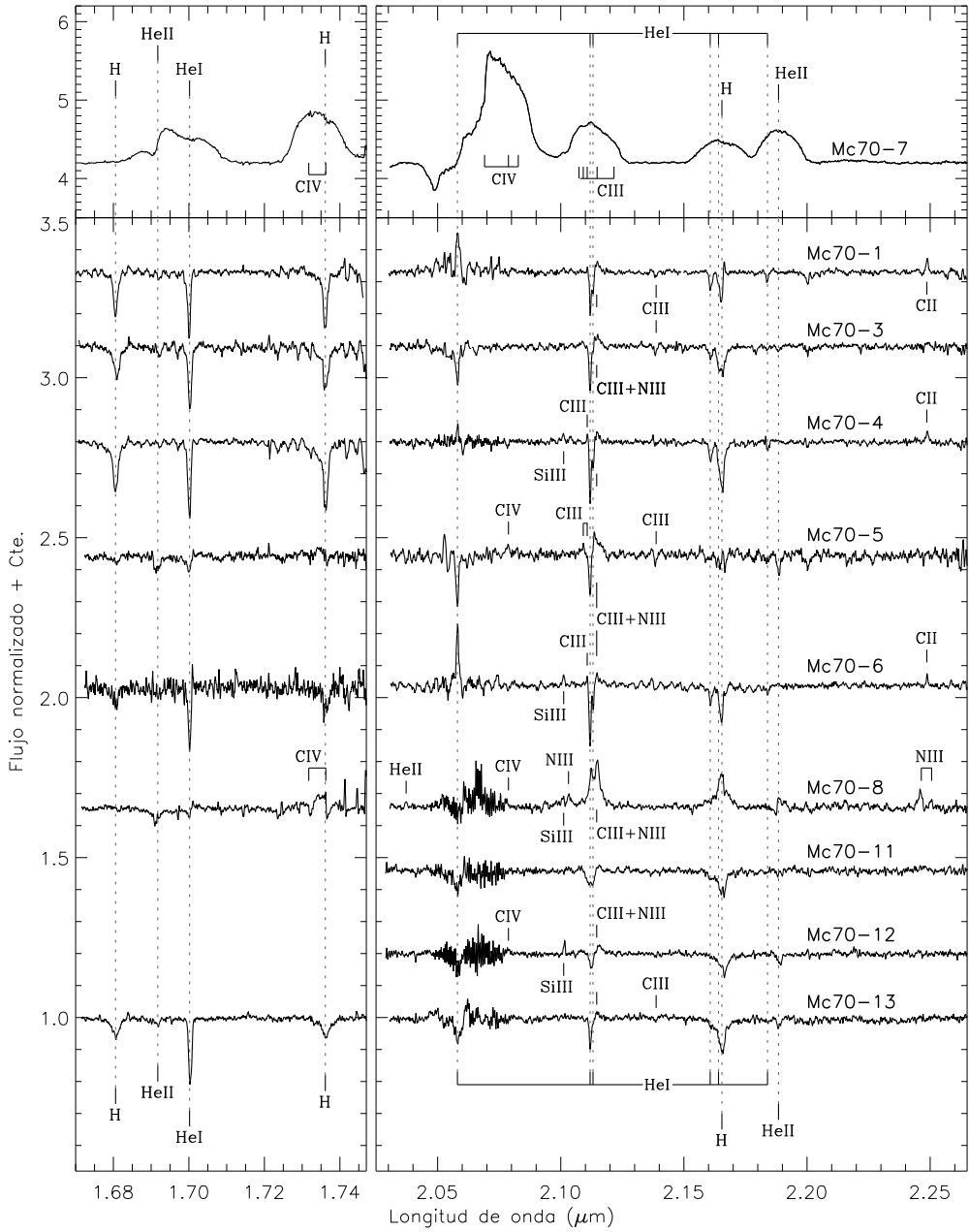


Figura 3.33: Espectros de las estrellas de tipo temprano de Mercer 70 (excepto Mc70-14, que se presentará en la Sec. 4.1.1), e identificación de rasgos espectrales. Nótese la diferente escala del eje vertical en los paneles superiores. Las longitudes de onda de las marcas de las líneas se han desplazado en concordancia con la velocidad radial del cúmulo.

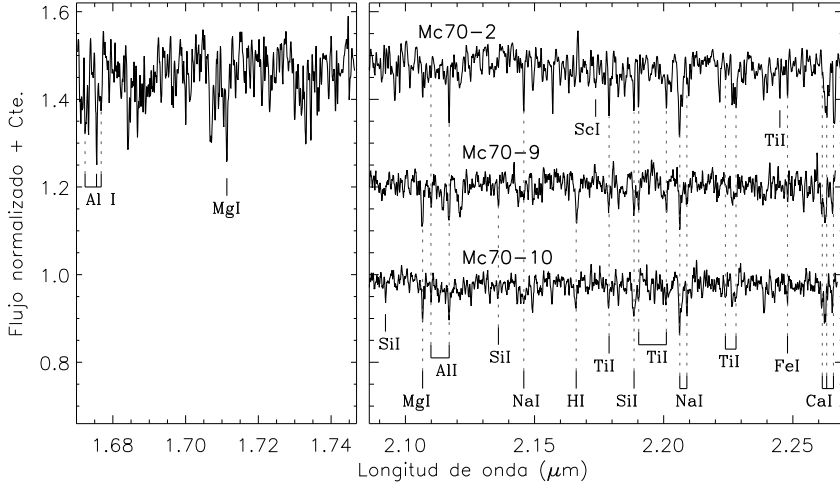


Figura 3.34: Espectros de tipos tardíos en el campo de Mercer 70, e identificación de líneas espectrales. Las marcas de líneas espectrales están en su longitud de onda en reposo y los espectros han sido corregidos de velocidad radial.

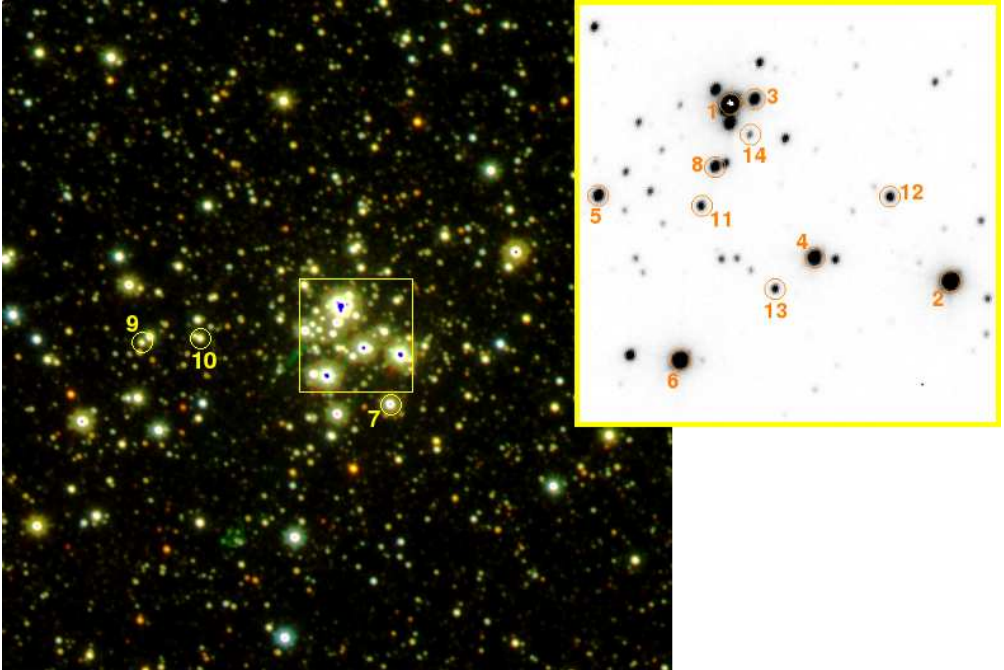


Figura 3.35: Imagen RGB (rojo = K , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de Mercer 70 tomada del sondeo público VVV, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $1.71 \mu\text{m}$, centradas respectivamente en $\alpha = 16^{\text{h}}0^{\text{m}}28.00^{\text{s}}$, $\delta = -52^{\circ}10'51.4''$ y en $\alpha = 16^{\text{h}}0^{\text{m}}27.42^{\text{s}}$, $\delta = -52^{\circ}10'51.7''$ (ambas en J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos los objetos observados espectroscópicamente.

Tabla 3.18: Identificación, clasificación espectral y velocidades radiales de objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 70.

Objeto	Ascensión recta	Declinación	Tipo espectral	v_{LSR} [km s ⁻¹]
Mc70-01	16 ^h 0 ^m 27.75 ^s	-52°10'44.39''	B0-2 Ia+	-107
Mc70-02	16 ^h 0 ^m 26.00 ^s	-52°10'57.42''	KM	-64
Mc70-03	16 ^h 0 ^m 27.56 ^s	-52°10'44.03''	O9 I	-73
Mc70-04	16 ^h 0 ^m 27.08 ^s	-52°10'55.65''	B0-2 I-II	-88
Mc70-05	16 ^h 0 ^m 28.80 ^s	-52°10'51.02''	O6 I	-118
Mc70-06	16 ^h 0 ^m 28.15 ^s	-52°11'3.13''	B0-2 Ia+	-92
Mc70-07	16 ^h 0 ^m 26.31 ^s	-52°11'10.73''	WC7	?
Mc70-08	16 ^h 0 ^m 27.86 ^s	-52°10'48.95''	OIfpe/WN	?
Mc70-09	16 ^h 0 ^m 33.77 ^s	-52°10'54.68''	G	0
Mc70-10	16 ^h 0 ^m 32.06 ^s	-52°10'53.31''	G	-101
Mc70-11	16 ^h 0 ^m 27.98 ^s	-52°10'51.60''	O9 III	-101
Mc70-12	16 ^h 0 ^m 26.48 ^s	-52°10'51.20''	O6.5-8 III-V	-31
Mc70-13	16 ^h 0 ^m 27.40 ^s	-52°10'57.90''	O7.5-8.5 III-V	-75
Mc70-14	16 ^h 0 ^m 27.60 ^s	-52°10'46.66''	FS CMa	-98

los casos de otros cúmulos de esta tesis, complican el uso de la fotometría de VVV. Casi todas las fuentes del campo cubierto por NICMOS/HST son problemáticas: o bien figuran como no fiables en el catálogo fotométrico de VVV, o bien entran en el régimen de no linealidad de VVV que empieza en $H \sim 11.5$ y $K_S \sim 12$ (Gonzalez et al. 2011; Saito et al. 2012). Por ello que se hace imposible establecer una transformación como la que establecimos en los casos de Mercer 20 y Mercer 30. Además, al estar el cúmulo visualmente muy concentrado (ver Fig. 3.35), el campo de NICMOS/HST cubre con toda seguridad una inmensa mayoría de los miembros del cúmulo, por lo que podemos considerar que la fotometría adicional de VVV fuera de dicho campo no aporta una información significativa. Por tanto, emplearemos aquí solo la fotometría de NICMOS/HST, que para los objetos observados espectroscópicamente se presenta en la Tabla 3.19.

Como se puede apreciar en la Tabla 3.19, solo dos de los objetos (Mc70-09 y Mc70-10, ambas estrellas de tipo tardío; ver también Tabla 3.18) no cuentan con fotometría NICMOS/HST por encontrarse fuera del campo correspondiente. En el catálogo fotométrico de VVV, la fotometría de Mc70-10 figura como no fiable debido a la presencia de un objeto contaminante muy cercano, mientras que la de Mc70-09 es $H = 12.12$, $K_S = 11.26$.

El CMD de Mercer 70 se presenta en la Fig. 3.36. Solo aquellos objetos observados espectroscópicamente se han marcado en el diagrama, sin contar, por supuesto, con los que están fuera del campo de NICMOS/HST. En todo caso, estos últimos son, como explicamos más arriba, objetos fríos angularmente distantes del centro del cúmulo.

Tabla 3.19: Fotometría NICMOS/HST de los objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 70.

Objeto	$F160W$	$F222M$	$F187N - F190N$
Mc70-01	8.48	7.49	-0.13
Mc70-02	8.67	7.69	-0.06
Mc70-03	10.49	9.63	-0.07
Mc70-04	9.77	8.59	-0.06
Mc70-05	10.37	9.64	-0.09
Mc70-06	8.48	7.85	-0.15
Mc70-07	10.38	9.45	-0.93
Mc70-08	10.64	9.82	-0.32
Mc70-09	Fuera del campo HST		
Mc70-10	Fuera del campo HST		
Mc70-11	11.82	11.03	-0.05
Mc70-12	11.46	10.81	-0.06
Mc70-13	11.96	11.37	-0.04
Mc70-14	13.14	12.11	-0.44

Velocidades radiales y membresía

Mediante ajustes Gaussianos a las líneas de absorción de los espectros de las Figs. 3.33 y 3.34, se midieron sus velocidades radiales; los resultados se presentan en la Tabla 3.14. Se exceptúa de este método la estrella Mc70-14, para la que nos remitimos a la Sec. 4.1.1. Todas las velocidades radiales medidas sobre estrellas de tipo temprano de Mercer 70 están comprendidas en el rango $[-73, 118]$ salvo una de ellas, Mc70-12, con una velocidad mucho más baja. Si exceptuamos este último objeto, el promedio de velocidades radiales y su desviación estándar es $\bar{v}_{\text{LSR}} = (-95 \pm 16) \text{ km s}^{-1}$. Al igual que en el caso de Mercer 20 (Sec. 3.2.1) esta desviación estándar no puede interpretarse en términos de dispersión de velocidades por carecer de información sobre binariedad.

Para la anormal velocidad radial de Mc70-12, que se desvía de la media en 4σ hay tres explicaciones posibles, que ordenaremos de menor a mayor probabilidad:

- Que no pertenezca al cúmulo, estando en realidad a una distancia muy diferente. Sin embargo, su color $F160W - F222M$ es similar al de otras estrellas OB del cúmulo, como queda claro examinando el CMD 3.36. Además, su magnitud aparente es compatible con su clasificación espectral para una estrella situada a la misma distancia del cúmulo (por comparación con otras estrellas OB; véanse conjuntamente Tablas 3.18 y 3.19). Por tanto, esta posibilidad puede descartarse casi totalmente.
- Que se trate de una estrella fugitiva. Debido a su localización en la región central de

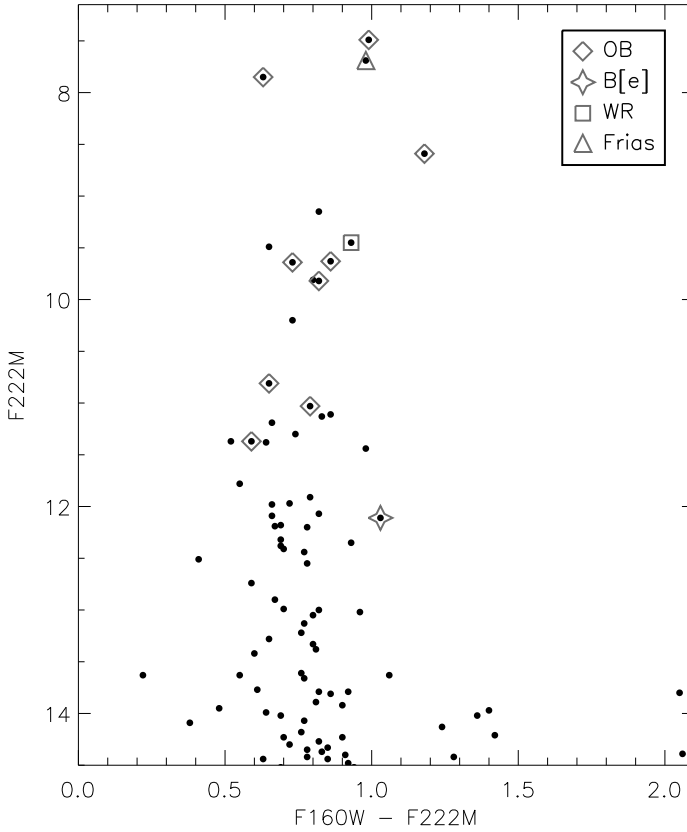


Figura 3.36: Diagrama color-magnitud de las fuentes observadas con NIMCOS/HST en el campo de Mercer 70. Las estrellas observadas espectroscópicamente están marcadas con símbolos.

Mercer 70, esto implicaría que o bien ha sido eyectada muy recientemente, o bien su trayectoria coincide aproximadamente con la línea de visión.

- Que tenga una compañera no detectada, y que por tanto la desviación de v_{LSR} medida corresponda a la velocidad orbital proyectada de la binaria. Gracias al caso de Mercer 30 (Sec. 3.1.5), sabemos que esta explicación es bastante probable; véanse en la Tabla 3.11 los casos de los objetos Mc30-06a y Mc30-07, cuyas variaciones de velocidad son de hecho bastante mayores que la desviación de Mc70-12. Además, examinando su espectro encontramos un indicio de binariedad: la presencia simultanea de líneas de C IV y Si III, difíciles de compatibilizar para una estrella aislada. En teoría, la primera se encuentra solo en estrellas de O, y la segunda en tipos B.

A partir de este razonamiento, la última explicación resulta ser la más probable aunque la

hipótesis de estrella fugitiva aún es razonablemente posible¹². En todo caso, podrá ser posible discriminar entre las dos hipótesis cuando existan datos espectroscópicos multiépoca y/o de movimientos propios con la suficiente precisión para Mc70-12.

Por lo demás, se puede afirmar que todas las estrellas de tipo temprano de Mercer 70 son probablemente miembros del cúmulo, siguiendo la misma argumentación que para otros cúmulos presentados previamente. Es decir, combinando la información de tipos espectrales, velocidades radiales, posiciones de las estrellas, y colores, estando esto último relacionado con la extinción del cúmulo, que será presentada en la próxima sección. No obstante, hay que señalar que la estrella B temprana Mc70-04 es demasiado roja (en $F160W - F222M$, ver Tabla 3.19), pero dado que cumple perfectamente el resto de evidencias de pertenencia al cúmulo, lo más probable es que este enrojecimiento excepcional se deba a un fenómeno de extinción circunestelar de causa desconocida.

Extinción y distancia

Seguimos para Mercer 70 el mismo método que el llevado a cabo en otros cúmulos de esta tesis para cálculos espectrofotométricos. En particular, utilizaremos todas las estrellas calientes excepto las BHGs Mc70-01 y Mc70-06, la estrella WR Mc70-07, el objeto Of/WN Mc70-08, y además Mc70-04 por presentar un enrojecimiento anormalmente alto (ver más arriba). Por otra parte, hay que tener en cuenta que debemos realizar los cálculos de esta sección en un sistema fotométrico de tipo JHK, como ya quedó claro en la Sec. 3.2.1. Como explicamos más arriba, en este caso no hemos podido calcular una transformación entre los sistemas fotométricos de NICMOS/HST y VVV, pero podemos considerar válida la transformación encontrada para Mercer 30 entre los mismos sistemas (ecuaciones 3.1 y 3.2).

Después de transformar las magnitudes, empleamos el método de la Sec. 3.1.4 con exponente $\alpha = 1.9$ para obtener los siguientes resultados¹³: $A_{K_S} = 0.82 \pm 0.11$; $d = (7.7 \pm 0.6)$ kpc.

¹²En el artículo donde publicamos estos datos (de la Fuente et al. 2015) pasamos por alto la posibilidad de binariedad, y por ello afirmamos equivocadamente que lo más probable es que Mc70-12 fuera una estrella fugitiva.

¹³Aquí hay dos pequeñas variaciones respecto del artículo donde se publicaron estos cálculos, (de la Fuente et al. 2015). En primer lugar, en la publicación citada se utilizaron las ecuaciones de transformación 3.15 y 3.16, con el argumento de que los colores y tipos espectrales de Mercer 70 son similares a los de Mercer 20; aquí hemos preferido las transformaciones correspondientes a Mercer 30 porque son más generales, y perfectamente válidas al estar los objetos espectroscópicamente confirmados de Mercer 70 comprendidos en el mismo rango de colores contemplado, ver Sec. 3.1.2. En segundo lugar, en el artículo citado empleamos el valor $\alpha = 1.94$ hallado en la misma publicación para Mercer 20, pero por consistencia utilizamos aquí el mismo valor que para el resto de cúmulos para los que se ha asumido el valor del exponente de la ley de extinción. Como resultado, la extinción y la distancia calculadas por de la Fuente et al. (2015) son diferentes de forma significativa pero no tanto como para alterar las conclusiones de esta tesis: $A_K = 1.01 \pm 0.14$; $d = (7.0 \pm 0.9)$ kpc

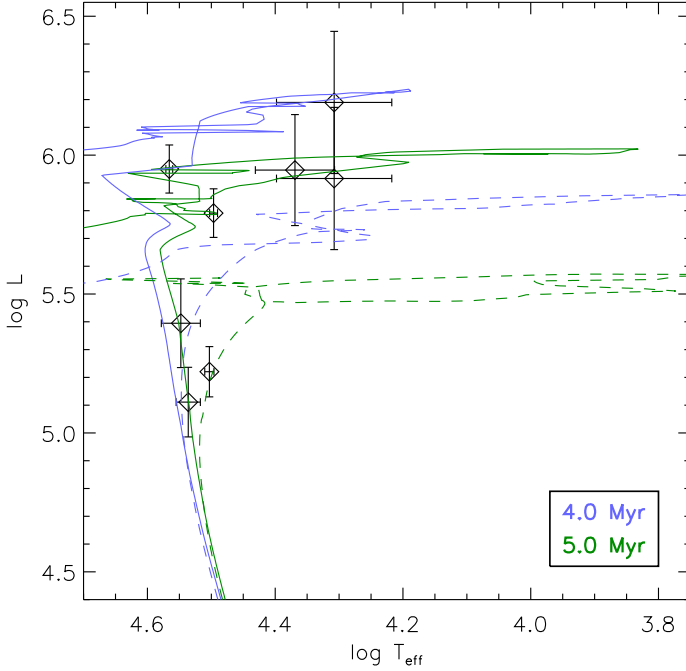


Figura 3.37: Diagrama de Hertzsprung-Russell de Mercer 70 donde se muestran las isocronas de modelos con rotación (líneas continuas) y sin rotación (líneas discontinuas) que mejor se ajustan a los datos.

Edad y masa

En la Fig. 3.37 se presenta en HRD de aquellos objetos de Mercer 70 cuya temperatura se puede determinar aceptablemente a través de sus tipos espectrales. Por ello, se excluyen la estrella WC Mc70-07, la estrella “slash” Mc70-08, y el objeto que muestra el fenómeno B[e] Mc20-14. A partir de la misma la explicación que utilizamos en la Sec. 3.2.1, concluimos que las barras de error horizontales son orientativas y por tanto no debe concedérseles un peso importante al investigar el estado evolutivo.

También en la Fig. 3.37 se han dibujado las isocronas que se ajustan mejor a los datos de Mercer 70, que resultan ser las de 4.0 y 5.0 Myr. Ya solo mediante apreciación visual, el ajuste parece algo mejor en el caso de las isocronas con y sin rotación de 4.0 Myr. En todo caso, estas edades entran perfectamente dentro del rango [2,7] Myr que, como vimos para anteriores cúmulos, se infería por la simultánea ausencia de RSGs y presencia de WRs.

Ya de forma más específica, la presencia de dos hipergigantes B tempranas en Mercer 70 nos restringe fuertemente la edad del cúmulo ya que, según Clark et al. (2012), solo estrellas de masas iniciales $40M_{\odot} \lesssim M_{\text{ini}} \lesssim 40M_{\odot}$ pueden pasar por esta fase evolutiva. Dicha fase se

tiene que presentar después del paso de la estrella por el MSTO pero antes, por supuesto, del final de su vida. Examinando las correspondientes trazas evolutivas con y sin rotación del grupo de Ginebra (Ekström et al. 2012), encontramos que esta condición equivale a edades entre 3.5 y 6.2 Myr. Además, podemos seguir construyendo las edades teniendo en cuenta las luminosidades de las BHGs de Mercer 70 que hemos calculado para el HRD (Fig. 3.37): $\log L \approx 6.2$ para Mc70-01 y $\log L \approx 5.9$ para Mc70-06. Esto las convierte en análogos de la hipergigante B temprana ζ^1 Sco, de tipo espectral B1.5 Ia+ y de luminosidad $\log(L/L_\odot) = 6.10$ (Clark et al. 2012). Dado que las trazas evolutivas para $40M_\odot$ transcurren por la correspondiente temperatura efectiva por luminosidades significativamente menores que $\log(L/L_\odot) = 6$, el MSTO debe situarse en masas iniciales claramente por encima de $40M_\odot$. Por ello, tomamos un límite inferior de $M_{\text{ini}} \gtrsim 50M_\odot$ para las masas iniciales de Mc70-01 y Mc70-06, que traducido a edades sería equivalente a un límite superior de aproximado de 5.5 Myr.

Por tanto, podemos expresar la edad de Mercer 70 como (4.5 ± 1.0) Myr.

El HRD de Mercer 70 (Fig. 3.37) hace evidente la separación de los regímenes de luminosidad de supergigantes y no supergigantes para los objetos observados espectroscópicamente, estando el segundo grupo, de tres objetos, situado al final de la MS o en torno al MSTO. El más luminoso de los tres, Mc70-12, es también el de tipo más temprano, siendo compatible con el final de la MS, pero un objeto solo ligeramente más luminoso ya podría ser compatible con estrellas significativamente más evolucionadas, teniendo en cuenta las isocronas sin rotación compatibles con la edad del cúmulo (Fig. 3.37). Por ello, estableceremos nuestro corte de estrellas luminosas muy ligeramente por encima de la posición de Mc70-12, es decir, $\log(L_{\text{ct}}/L_\odot) \approx 5.5$. El corte correspondiente en magnitud sería $F222M_{\text{ct}} \approx 10.5$; nótese que la separación entre los regímenes antes mencionados es también evidente en el CMD (Fig. 3.36) para esa magnitud, aproximadamente. Examinando las isocronas de Ginebra compatibles, hallamos una masa de corte de $M_{\text{ct}} \approx 36M_\odot$. Para el límite superior en masa hallamos, como compromiso entre las cuatro isocronas implicadas, un valor de $M_{\text{SN}} \approx 60M_\odot$.

Tal como explicamos más arriba, la fuerte concentración espacial de Mercer 70 nos permite considerar que prácticamente todo el cúmulo se encuentra dentro del campo de NICMOS/HST, por lo que para contar estrellas luminosas del cúmulo basta contar puntos en la región correspondiente del CMD (Fig. 3.36). De esta forma, en la región $F222M < 10.5$ de dicho diagrama aparecen 12 objetos, de los cuales 8 han sido observados espectroscópicamente. Entre estos últimos está incluida la estrella de tipo tardío Mc70-02, que no es miembro del cúmulo, por lo que debe contemplarse la significativa probabilidad de que uno de los cuatro objetos no observados espectroscópicamente sea también una estrella fría. De esta forma llegamos al resultado de aproximadamente 10 estrellas (sin contar posibles secundarias de binarias) miembros de

Mercer 70 que cumplen $L > L_{\text{ct}}$.

Así, utilizando el mismo método que para cúmulos anteriores, obtenemos¹⁴ el siguiente límite inferior a la masa de Mercer 70: $1.4 \times 10^4 M_{\odot}$.

Mercer 70 en su contexto Galáctico

En las imágenes de GLIMPSE de la región en torno a Mercer 70 (Fig. 3.38, donde también aparecen marcados los objetos relacionados con formación estelar encontrados en SIMBAD), no se aprecia ninguna estructura que, en su aspecto geométrico, parezca estar relacionada con el cúmulo. Sí son claramente visibles, sin embargo, intensas nubes de emisión en $8 \mu\text{m}$ más cerca del ecuador Galáctico, el cual discurre $35'$ al sureste de Mercer 70. La que más destaca resulta ser espacialmente coincidente con la región H II IRAS 15557-5215, y por su posición, parece estar asociada a dos EGOs, tres candidatos a YSO y tres máseres de metanol. Para estos últimos hay medidas de velocidad radial disponibles en la literatura: $v_{\text{LSR}} = -67.6 \text{ km s}^{-1}$ para G329.457+0.506 (Bronfman et al. 1996); $v_{\text{LSR}} = -69.5 \text{ km s}^{-1}$ para G329.469+0.502 (Val'tts et al. 2000); y $v_{\text{LSR}} = -72 \text{ km s}^{-1}$ para G329.48+0.51 (Schutte et al. 1993). Ellingsen (2005) y Val'tts et al. (2000) se basaron en las mediciones del primero y el segundo de estos máseres, respectivamente, para obtener en ambos casos una distancia cinemática cercana de 4.5 kpc y una lejana de 10.1 kpc. Estas mediciones son totalmente consistentes entre sí pero muy incompatibles con los datos de velocidad radial y distancia que hemos calculado arriba para Mercer 70.

En el resto del área de cielo cubierta por la Fig. 3.38 solo hay una medición más de velocidad radial disponible en la literatura: $v_{\text{LSR}} = -45.8 \text{ km s}^{-1}$. Corresponde al núcleo denso MSXDC G329.67+0.85a (Jackson et al. 2008), situado $16'$ al noroeste de Mercer 70. Este dato difiere aún más de la velocidad del cúmulo que los de los máseres anteriormente mencionados.

Todas estas evidencias apuntan a que la formación de Mercer 70 ha tenido lugar de forma aislada, es decir, que no ha ocurrido dentro de un complejo de formación estelar que se extienda mucho más allá que la nube natal del cúmulo. Los signos de formación estelar de la región de cielo circundante tienen diferencias cinemáticas que apuntan a que están a diferentes distancias. Para comprobar esto último, construimos el diagrama velocidad-distancia de la Fig. 3.39. Parece claro que la velocidad del núcleo denso MSXDC G329.67+0.85a es compatible con su situación en el brazo espiral de Sagitario-Carina, mucho más cercano que la distancia espectrofotométrica de Mercer 70 antes calculada, mientras que la región H II IRAS 15557-

¹⁴Por las razones ya explicadas en la nota al pie número 8 de este capítulo, publicamos en de la Fuente et al. (2015) un cálculo erróneo de la masa de Mercer 70, $1.5 \times 10^4 M_{\odot}$, siendo por casualidad casi idéntico al nuevo valor presentado en esta tesis (al contrario de lo que ocurría para Mercer 20)

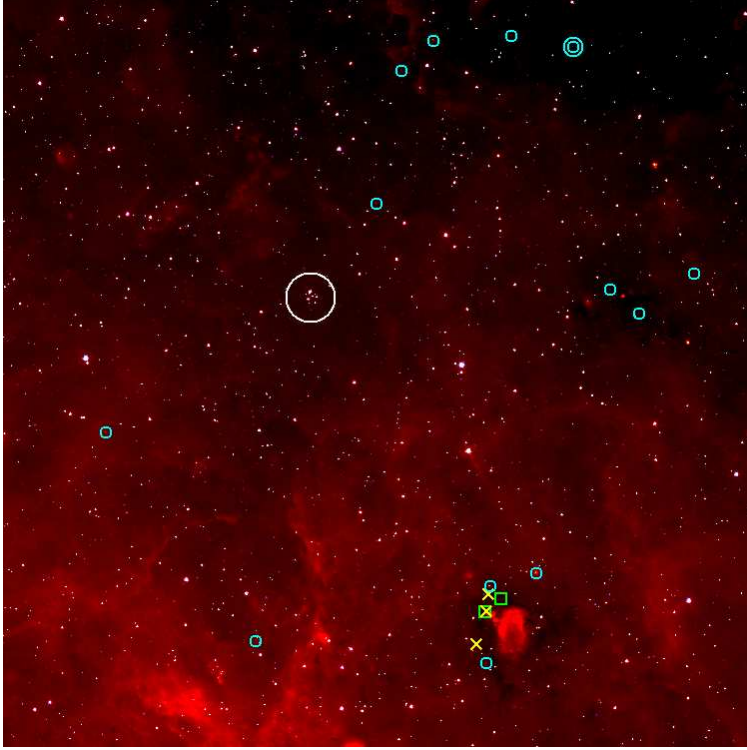


Figura 3.38: Imagen RGB del sondeo público GLIMPSE (rojo: $8.0 \mu\text{m}$; verde: $4.5 \mu\text{m}$; azul: $3.6 \mu\text{m}$) de Mercer 70 (encerrado en una circunferencia blanca de radio $1'$) y su entorno. Los YSOs o candidatos a YSO aparecen como círculos azules (doble en el caso confirmado), los EGOs como cuadrados verdes, y los máseres como aspás amarillos. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda, y el tamaño de la imagen es $30' \times 30'$.

5215, medida a través de sus tres máseres asociados, es cinemáticamente consistente con el cruce con la parte lejana del brazo de Norma.

Por otra parte, la velocidad radial de Mercer 70 parece compatible con la del cruce cercano del brazo de Norma según el modelo polinómico-logarítmico de (Hou y Han 2014), para el cual $v_{\text{LSR}} = -97.1 \text{ km s}^{-1}$. No es así en el caso de la distancia, si se compara de forma estricta con el modelo mencionado de estructura espiral, ya que la distancia a Mercer 70, tal como se presenta en la Fig. 3.39, sería intermedia entre los dos puntos de cruce con el brazo de Norma pero sin ser congruente con ninguno de ellos. Aquí, sin embargo, debemos seguir un razonamiento análogo al del caso de Mercer 23 (Sec. 3.2.2), en lo que se refiere a tener en cuenta la anchura del brazo. El modelo que aquí estamos empleando para el brazo de Norma dista aproximadamente 400 pc de Mercer 70; este valor coincide con la semianchura típica de un brazo espiral estimada observacionalmente por Vallée (2014).

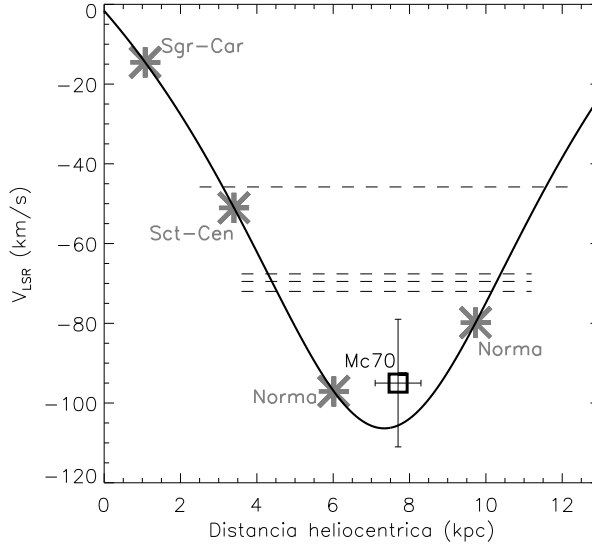


Figura 3.39: Diagrama de velocidad radial frente a distancia heliocéntrica para Mercer 70 y la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993) a lo largo de la línea de visión del cúmulo. Los puntos de cruce con los brazos espirales de Sagitario-Carina, de Escudo-Centauro y de Norma (según el modelo de Hou y Han 2014) se simbolizan como asteriscos grises. Las medidas de velocidad radial de los objetos relacionados con formación estelar que se discuten en el texto se marcan mediante líneas discontinuas.

Afortunadamente, Mercer 70 resulta estar a la misma distancia (dentro de las incertidumbres asociadas) que el punto de tangencia del brazo espiral de Norma, lo cual permite una comparación más directa y más intuitiva con las observaciones. Así, la dirección tangencial respecto de la línea de visión para dicho modelo de brazo es $l_{\text{tan}} = 326.85^\circ$, mientras que la longitud Galáctica de Mercer 70 es $l_{\text{tan}} = 329.70^\circ$, pero hay pequeñas discrepancias con las observaciones que sugieren que la curva que sigue el brazo de Norma es en realidad de menor envergadura angular, y que por tanto transcurre más cerca del cúmulo que lo que indicaría el modelo. Concretamente, el conjunto de las observaciones de esta dirección tangencial citadas por Hou y Han (2014) tienen un valor mediano de $l_{\text{tan}} = 328^\circ$ y un valor promedio (que los autores) de $l_{\text{tan}} = 328.9^\circ$, lo cual colocaría a Mercer 70 bien en el interior del brazo. E incluso se da la circunstancia de que algunas de estas medidas (específicamente, las de Downes et al. 1980; Hayakawa et al. 1981; Lockman 1989, en los tres casos $l_{\text{tan}} = 332^\circ$) llegarían a colocar el cúmulo cerca del borde exterior del brazo de Norma.

Tras estas consideraciones, parece razonable afirmar que Mercer 70 pertenece al brazo espiral de Norma. Por otra parte, tanto esta discusión como la correspondiente a Mercer 23 (Sec. 3.2.2) muestran lo engañoso que puede resultar buscar solo los cortes entre los brazos espirales y la línea de visión (respectivamente, en las Figs. 3.32 y 3.39) a la hora de evaluar la

pertenencia a un brazo, cuando se está próximo a su dirección tangencial.

3.2.4. Mercer 81

Fotometría y espectroscopía: cronología del descubrimiento

Los espectros de estrellas de tipo temprano observados en el campo de Mercer 81 se presentan en la Fig. 3.40, y los de tipo tardío, en la Fig. 3.41. Todos estos espectros se han etiquetado con los números con que aparecen identificados en las imágenes de VVV e ISAAC/VLT de la Fig. 3.42. Como única excepción, la estrella Mc81-13 está ausente en dichas imágenes debido a su excesiva separación angular respecto del centro del cúmulo: está situada ligeramente al sur del borde inferior de la imagen VVV de la Fig. 3.42. Las coordenadas ecuatoriales de los 26 objetos observados espectroscópicamente en el campo del cúmulo, así como su clasificación espectral, se presentan en la Tabla 3.20. De estos 26 objetos, solo 17 están situados dentro del campo de NICMOS/HST; la fotometría correspondiente se presenta en la Tabla 3.21.

Al contrario que para los cuatro cúmulos hasta aquí caracterizados, en este caso no se esperó a disponer de todos los datos espectroscópicos para llevar a cabo una primera caracterización. La urgencia de publicar un artículo sobre Mercer 81 vino motivada por las siguientes características fotométricas que hacían pensar en un descubrimiento especialmente significativo:

- El número de objetos que se muestran claramente en emisión intensa en la imagen de Paschen- α (es decir, en la sustracción de sus imágenes en las bandas F187N y F190N; Fig. 2.5) es significativamente superior al del resto de cúmulos incluidos en el mismo programa de observaciones de NICMOS/HST (ver Sec. 2.1.1), haciendo un total de nueve¹⁵ emisores intensos. Se trata de los nueve objetos de la Tabla 3.21 que cumplen el criterio $F187N - F190N < -0.17$. Como se espera que las estrellas con emisión intensa en Paschen- α sean bastante masivas (ver Sec. 2.1.1), este hecho es un fuerte indicio de que Mercer 81 puede ser un cúmulo especialmente masivo.
- Las magnitudes y colores en el NIR de las estrellas con emisión intensa en Paschen- α son muy similares a las de los grandes cúmulos de la región del Centro Galáctico (compárense por ejemplo con las observaciones de Figer et al. 1999b). Si Mercer 81 es un cúmulo del mismo tipo, ello implicaría que la extinción que sufren sus estrellas sería aproximadamente la misma que las del Centro Galáctico. Y puesto que la dirección hacia la que más rápido aumenta la extinción en función de la distancia es precisamente

¹⁵No se incluye aquí un emisor intenso que en un principio pasó desapercibido por su poca luminosidad y su relativamente grande distancia angular al centro del cúmulo. Nos referiremos a este objeto más adelante (Sec. 4.1.2).

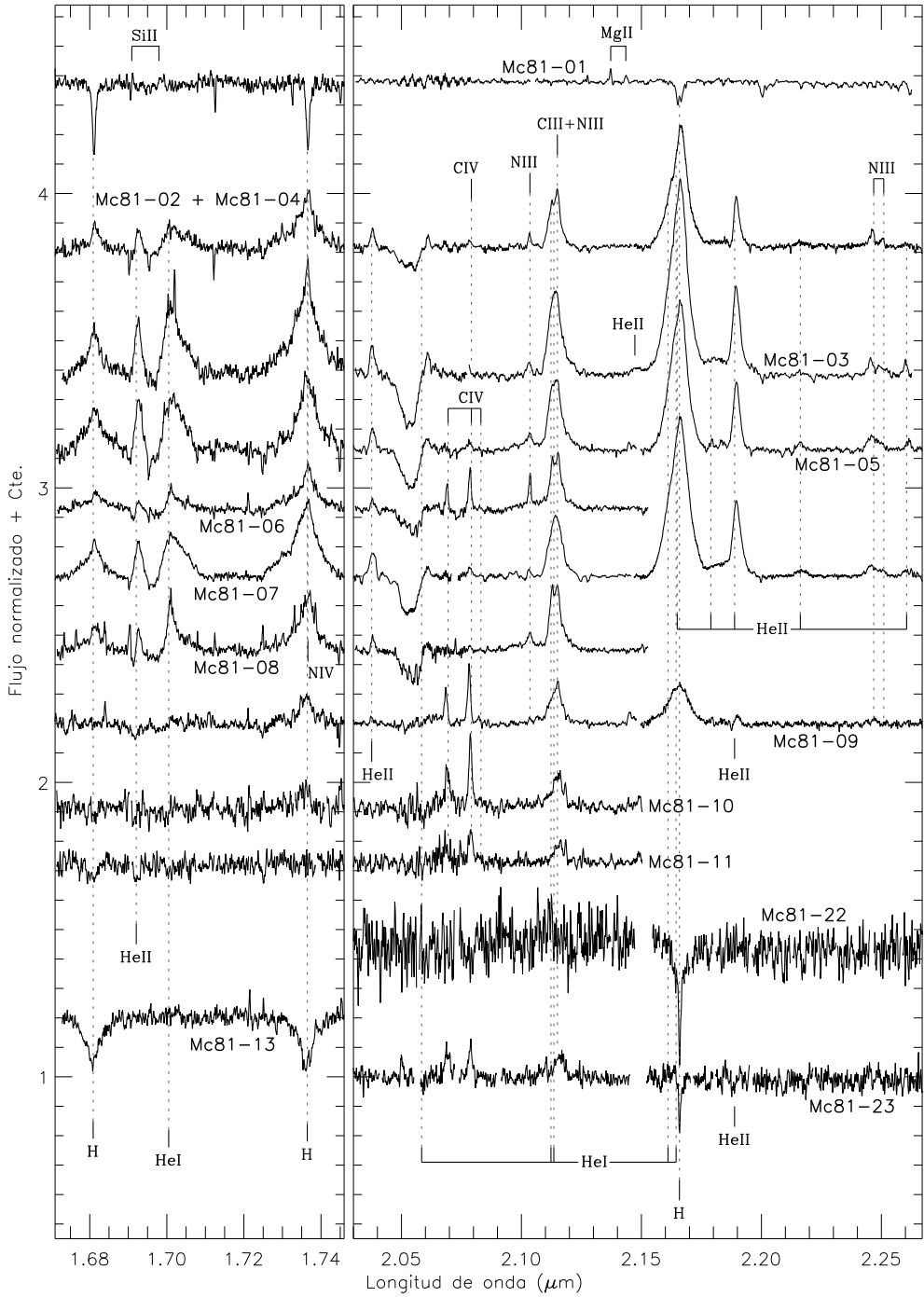


Figura 3.40: Espectros de las estrellas de tipo temprano de Mercer 81. Las longitudes de onda de las marcas de las líneas se han desplazado en concordancia con la velocidad radial del cúmulo según nuestra última caracterización (-40 km s^{-1}).

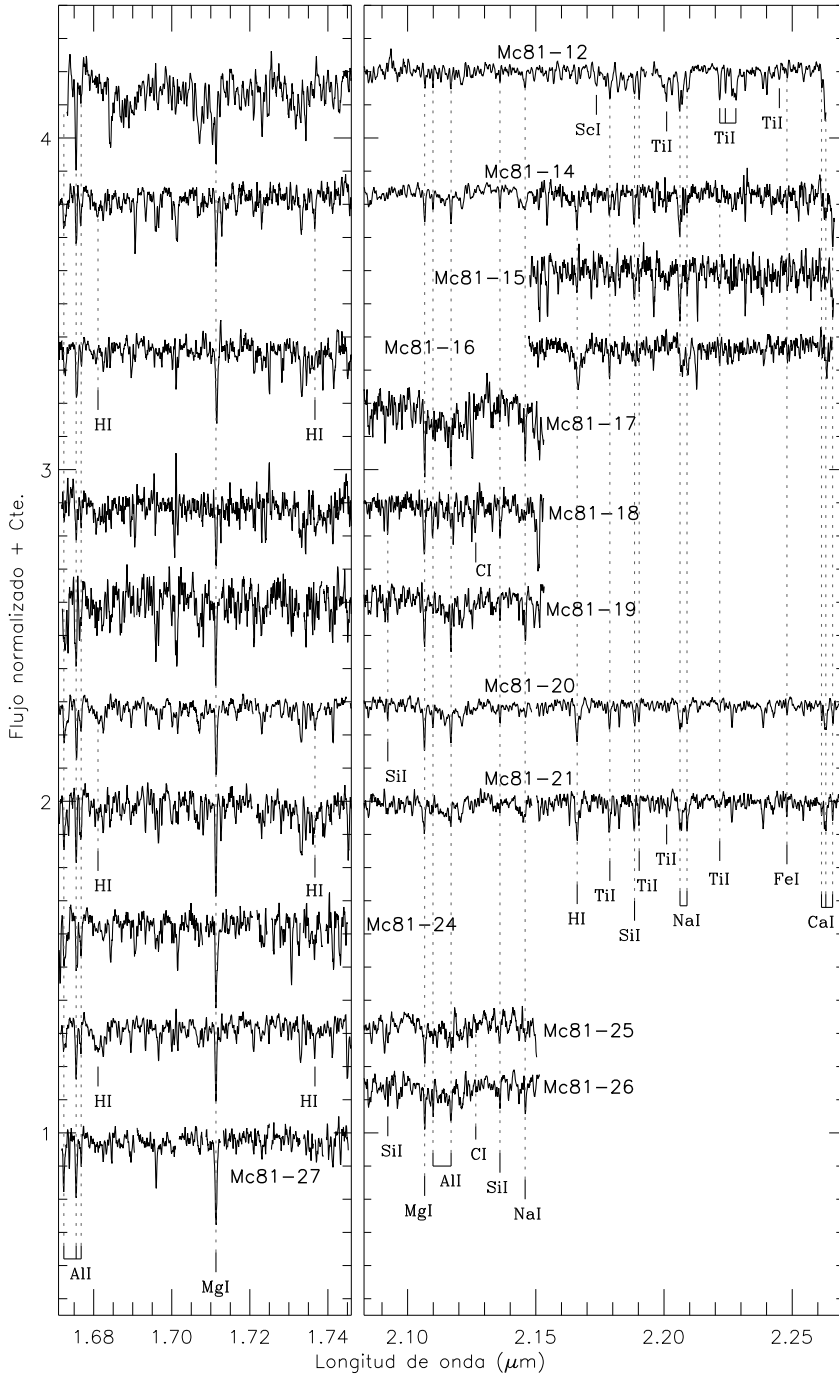


Figura 3.41: Espectros de tipos tardíos en el campo de Mercer 81, e identificación de líneas espectrales. Las marcas de líneas espectrales están en su longitud de onda en reposo y los espectros han sido corregidos de velocidad radial.

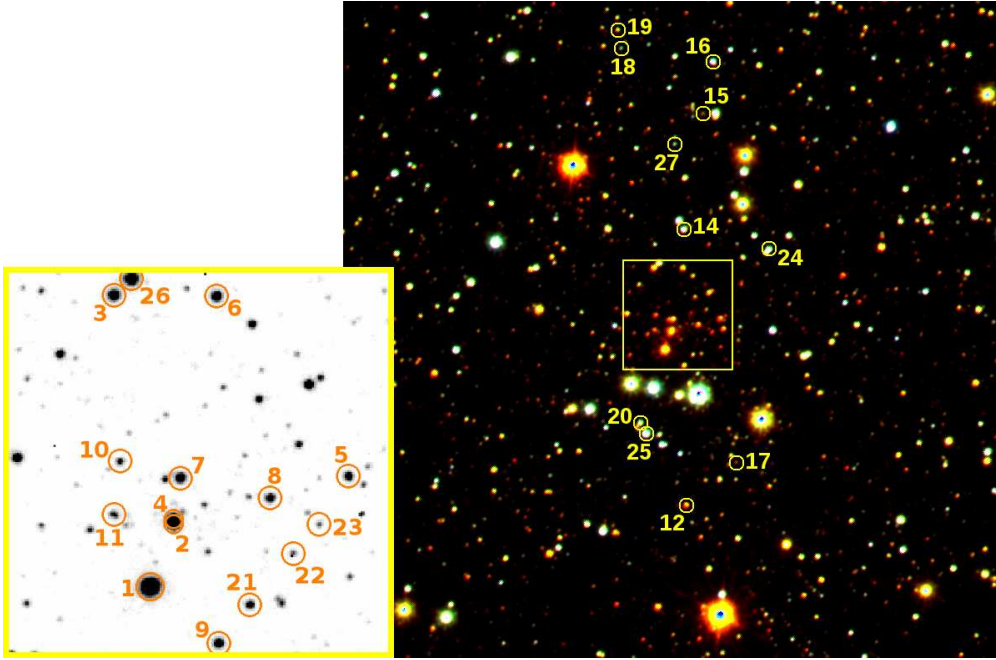


Figura 3.42: Imagen RGB (rojo = K_s , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de Mercer 81 tomada del sondeo público VVV, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $2.09 \mu\text{m}$, centradas respectivamente en $\alpha = 16^h 40^m 29.8^s$, $\delta = -46^\circ 23' 29''$ y en $\alpha = 16^h 40^m 29.5^s$, $\delta = -46^\circ 23' 25''$ (ambas en J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos los objetos observados espectroscópicamente excepto Mc81-13, que queda fuera de la imagen de VVV (unos $50'$ al sur de Mc81-12).

la línea de visión del Centro Galáctico, entonces para alcanzar el mismo coeficiente extinción hacia cualquier otra línea de visión (en este caso la de Mercer 81) se requeriría una distancia mayor.

- El grupo de estrellas más brillantes en banda F222M en que se centró el campo de observación de NICMOS/HST (Fig. 2.5) parecen estar mucho menos enrojecidas que las estrellas con líneas de emisión y otras estrellas espectroscópicamente observadas en su entorno más cercano, como se puede apreciar claramente mediante inspección visual de la imagen de VVV (Fig. 3.42). Al esperarse que los emisores intensos ya estén entre las estrellas más azules del cúmulo, la presencia de estrellas significativamente más azules solo podría ser explicado por un fenómeno de extinción diferencial, lo que implica una gran probabilidad de que el grupo de estrellas brillantes mencionado esté situado mucho más cerca del cúmulo.

A raíz del último punto, surgen interesantes preguntas acerca de la propia detección de

Tabla 3.20: Identificación, clasificación espectral y velocidades radiales de objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 81.

Objeto	Ascensión recta	Declinación	Tipo espectral	v_{LSR} [km s ⁻¹]
Mc81-01	16 ^h 40 ^m 29.83 ^s	-46°23'33.9''	B9-A I	-8
Mc81-02 ^a	16 ^h 40 ^m 29.65 ^s	-46°23'29.0''	WN7-8 ^a	?
Mc81-03	16 ^h 40 ^m 30.08 ^s	-46°23'11.4''	WN7-8	-50
Mc81-04 ^a	16 ^h 40 ^m 29.65 ^s	-46°23'28.7''	WNL ^a	?
Mc81-05	16 ^h 40 ^m 28.36 ^s	-46°23'25.5''	WN7-8	?
Mc81-06	16 ^h 40 ^m 29.32 ^s	-46°23'11.6''	OIfpe/WN	?
Mc81-07	16 ^h 40 ^m 29.60 ^s	-46°23'25.6''	WN7-8	?
Mc81-08	16 ^h 40 ^m 28.93 ^s	-46°23'27.1''	WN8-9	?
Mc81-09	16 ^h 40 ^m 29.32 ^s	-46°23'38.2''	O4-6 Ifpe	?
Mc81-10	16 ^h 40 ^m 30.05 ^s	-46°23'24.3''	O4-6 Ifpe	?
Mc81-11	16 ^h 40 ^m 30.09 ^s	-46°23'28.4''	O4 If	?
Mc81-12	16 ^h 40 ^m 29.31 ^s	-52°24'16.4''	KM	-70
Mc81-13	16 ^h 40 ^m 28.66 ^s	-46°25'10.1''	B4-A V	-75
Mc81-14	16 ^h 40 ^m 29.28 ^s	-46°23'1.1''	G	var ^b
Mc81-15	16 ^h 40 ^m 28.74 ^s	-46°22'29.6''	KM	-101
Mc81-16	16 ^h 40 ^m 28.44 ^s	-46°22'15.4''	G	-34
Mc81-17	16 ^h 40 ^m 27.97 ^s	-46°24'4.9''	GKM	-66
Mc81-18	16 ^h 40 ^m 30.89 ^s	-46°22'11.3''	G	-50
Mc81-19	16 ^h 40 ^m 30.96 ^s	-46°22'6.2''	GKM	-74
Mc81-20	16 ^h 40 ^m 30.49 ^s	-46°23'53.7''	G	-63
Mc81-21	16 ^h 40 ^m 29.09 ^s	-46°23'35.4''	G	-81
Mc81-22	16 ^h 40 ^m 28.76 ^s	-46°23'31.4''	BAF	-29
Mc81-23	16 ^h 40 ^m 28.58 ^s	-46°23'29.2''	O5-6 I	-31
Mc81-24	16 ^h 40 ^m 27.03 ^s	-46°23'6.9''	KM	-88
Mc81-25	16 ^h 40 ^m 30.35 ^s	-46°23'56.7''	G	5
Mc81-26	16 ^h 40 ^m 29.95 ^s	-46°23'10.2''	GKM	-156
Mc81-27	16 ^h 40 ^m 29.50 ^s	-46°22'37.7''	KM	-75

Nota. Las interrogaciones denotan datos desconocidos.

(^a) En realidad, los espectros de Mc81-02 y Mc81-04 aparecen combinados y sin posibilidad de separarse, en un solo espectro de tipo WN7-8; se asume que este tipo se corresponde con el de la estrella dominante (Mc81-02), mientras que Mc81-04 debe pertenecer a un subtipo no muy diferente de WN (véase discusión en el texto).

(^b) Velocidad radial variable: se ha medido $v_{\text{LSR}} = (-60 \pm 3)$ km s⁻¹ en la banda K1, observada en el año 2009 y $v_{\text{LSR}} = (-92 \pm 8)$ km s⁻¹ en las bandas H y K2, que se observaron consecutivamente en el año 2011.

Tabla 3.21: Fotometría NICMOS/HST de los objetos observados espectroscópicamente en el campo de Mercer 81.

Objeto	$F160W$	$F222M$	$F187N - F190N$
Mc81-01	11.29	9.05	-0.08
Mc81-02	13.25	10.66	-0.94
Mc81-03	13.01	10.93	-0.86
Mc81-04	13.44	11.03	-0.76
Mc81-05	14.22	11.60	-0.78
Mc81-06	13.39	11.45	-0.60
Mc81-07	13.59	11.55	-0.74
Mc81-08	14.25	11.53	-0.69
Mc81-09	13.69	11.84	-0.39
Mc81-10	15.06	12.80	-0.28
Mc81-11	14.87	12.84	-0.06
Mc81-20	13.03	12.48	-0.04
Mc81-21	14.17	13.34	-0.05
Mc81-22	15.33	14.94	0.05
Mc81-23	15.72	13.34	-0.04
Mc81-25	11.25	11.01	-0.07
Mc81-26	12.39	11.60	-0.10

Nota. Los objetos que no figuran en esta tabla pero sí en la Tabla 3.20 están situados fuera del campo de NICMOS/HST.

Mercer 81 como candidato a cúmulo. Según Mercer et al. (2005), la sobredensidad detectada en esta región se compone de 65 estrellas. Como estos autores no proporcionaron las coordenadas de sus constituyentes, no podemos saber qué fracción de las 65 estrellas corresponde al grupo extinguido que incluye los emisores intensos, y cuántas forman parte del grupo cercano poco enrojecido. Sin embargo, dado que este último está constituido por estrellas en general más brillantes, parece probable que el conjunto de objetos cercanos haya influido en la detección de la sobredensidad, quizá de forma decisiva. ¿Se habría detectado el grupo enrojecido si no hubiera sido por la presencia de otro grupo de estrellas no relacionado pero superpuesto fortuitamente a lo largo de la línea de visión? Una respuesta negativa implicaría que algoritmos de búsqueda de sobredensidades como el de Mercer et al. (2005) no serían capaces de detectar cúmulos con las mismas características observacionales que Mercer 81.

Desde un punto de vista estricto, es el conjunto de 65 estrellas detectado por Mercer et al. (2005) el que debería recibir la denominación de “Mercer 81”, incluso si se trata de objetos situados a diferentes distancias. No obstante, por simplicidad y por consistencia con otros cúmulos, decidimos seguir aplicando este nombre al grupo de estrellas muy enrojecidas que incluye a los emisores intensos en Paschen- α . Nótese que aún cabe la posibilidad de que el

grupo de estrellas brillantes y poco extintas constituya un segundo cúmulo real mucho más cercano, que también podría disputarse la misma denominación. Nuestra decisión en favor del grupo extinto es, entonces, puramente arbitraria.

En lo sucesivo exponemos la caracterización de Mercer 81 siguiendo el orden cronológico de publicación de nuestros resultados sobre este cúmulo, es decir, en los dos siguientes pasos. En primer lugar, resumimos la caracterización llevada a cabo por Davies, de la Fuente et al. (2012b) basada en las dos únicas estrellas del cúmulo cuyas observaciones espectroscópicas en bandas H y K se habían completado, Mc81-01 y Mc81-03. En esta primera caracterización, el autor de esta tesis tuvo una participación secundaria, consistente en la reducción de los datos espectroscópicos que se presentaron. En segundo lugar, nos referiremos a la mejora en la caracterización proporcionada por el resto de los espectros de las Figs. 3.40 y 3.41, observados posteriormente y presentados parcialmente por de la Fuente et al. (2013).

Primera caracterización

Como se explicó más arriba, el campo de Mercer 81 tiene la particularidad de estar dominado por estrellas poco enrojecidas y que, por lo tanto, seguramente sean mucho más cercanas que los emisores intensos. Por ello, se espera una fracción de contaminantes mucho mayor que para el resto de los cúmulos que se presentan en esta tesis. La imposibilidad de estimar directamente y de forma fiable el número de contaminantes en la parte más brillante del CMD (al contrario que en otros cúmulos, en que este tipo de objetos eran muy escasos) hace que sea muy conveniente efectuar una descontaminación estadística. Para este propósito se emplearon las observaciones de NICMOS/HST de un campo de control situado aproximadamente 1.5 minutos de arco al norte de Mercer 81.

Para facilitar la descontaminación, se aprovechó el hecho de que Mercer 81 se muestra espacialmente muy concentrado para excluir zonas de las imágenes de NICMOS/HST con poca probabilidad de contener miembros del cúmulo. Tomando como centro del cúmulo el objeto Mc81-02 (véanse sus coordenadas en la Tabla 3.20), se determinó que una inmensa mayoría de las estrellas con $F160W - F222M \gtrsim 2$, incluyendo todos los emisores intensos en Paschen- α , estaban situadas dentro de un radio angular de $18''$, mientras que para radios mayores apenas se añadían estrellas muy enrojecidas pero sí muchos posibles contaminantes. Por ello, se restringió la fotometría a este área circular (radios $r < 18''$) y se tomó un área equivalente del campo de control.

Entonces, se construyó el CMD de las fuentes situadas en el área mencionada, y se descontaminó con el CMD del campo de control mediante el proceso ilustrado en la Fig. 3.43. Se superpusieron ambos CMDs, y por cada objeto del campo de control (cruces rojas en la

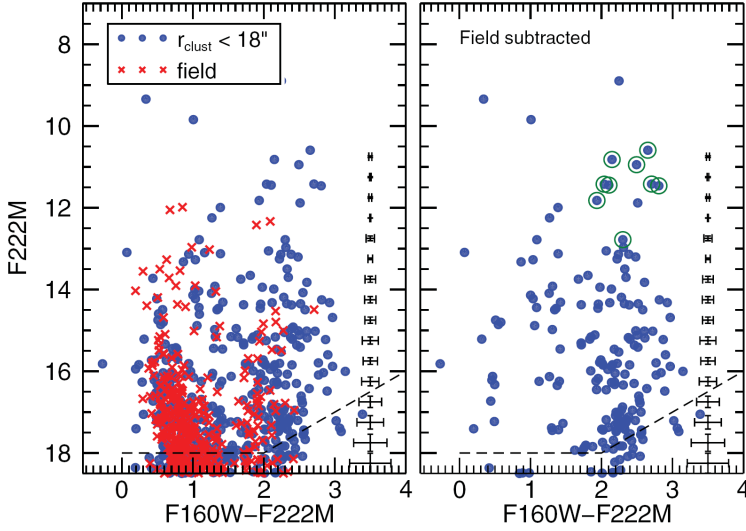


Figura 3.43: Diagrama color-magnitud de las fuentes observadas con NIMCOS/HST dentro de un radio angular de $18''$ en torno a la posición de Mc81-02, ilustrando “el antes y el después” (paneles izquierdo y derecho, respectivamente) del proceso de descontaminación mediante un campo de control (véase texto para explicación). Junto al borde derecho de ambos diagramas, se muestran las barras de error promedio de cada intervalo de magnitud en la banda F222M de NICMOS/HST. Las líneas de trazos representan el nivel del 50 % de completitud de la fotometría. Los nueve objetos con emisión intensa en Paschen- α están marcados con circunferencias verdes. Figura tomada de Davies, de la Fuente et al. (2012b) .

Fig. 3.43) se eliminó como máximo una estrella del campo de Mercer 81, siempre que las diferencias entre magnitudes y colores de ambos objetos sean menores que sus correspondientes incertidumbres, o bien que estas diferencias sean menores que 0.15 en abscisas y 0.1 en ordenadas. El CMD descontaminado, que se presenta en el panel derecho de la Fig. 3.43, muestra una fuerte concentración de fuentes para colores $1.8 \lesssim F160W - F222M \lesssim 3.0$, que incluye a todos los emisores intensos en Paschen- α , y que interpretamos como la secuencia fotométrica del cúmulo. Este rango de colores estaría claramente separado del de otra concentración mucho más leve en $0.8 \lesssim F160W - F222M \lesssim 2.5$ que pertenecería a parte del grupo de estrellas poco enrojecidas antes mencionado, y que no ha sido eliminado en la descontaminación por no existir un grupo de estrellas similar en el campo de control.

Como ya se explicó, en el momento de llevar a cabo esta primera caracterización solo se disponía de los espectros completos de la estrella WR Mc81-03 y de la supergigante de subtipo bastante indeterminado Mc81-01. Sin más datos, las luminosidades y colores intrínsecos de estos dos objetos son demasiado inciertos como para ser fiables en cálculos espectrofotométricos, por lo que para el cálculo de la extinción y la distancia hubo que utilizar otros métodos aproximados que se exponen a continuación.

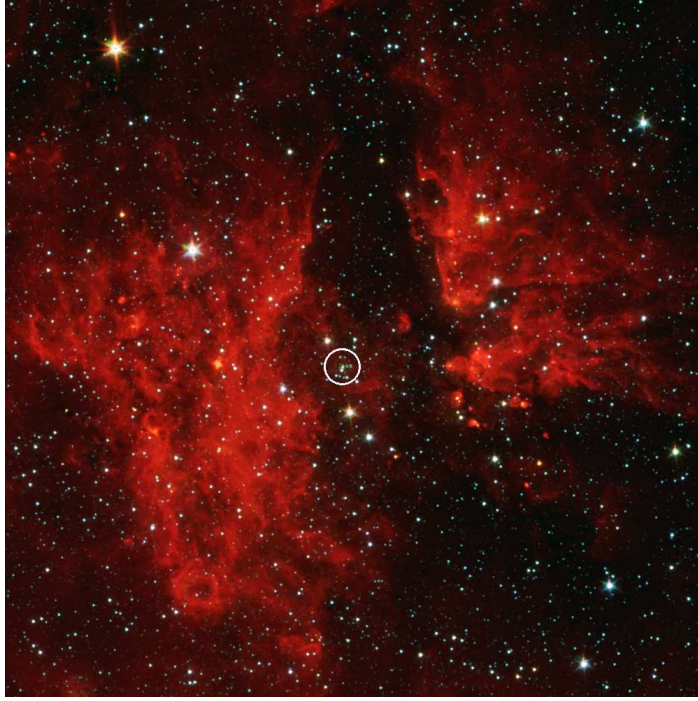


Figura 3.44: Imagen RGB del sondeo público GLIMPSE (rojo: $8.0 \mu\text{m}$; verde: $4.5 \mu\text{m}$; azul: $3.6 \mu\text{m}$) de Mercer 81 (encerrado en una circunferencia blanca de radio $0.5'$) y la región H II G338.4+0.1. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda, y el tamaño de la imagen es $20' \times 20'$. Esta figura es complementaria a Davies et al. (2012b, Fig. 1), donde se marcan otros objetos del entorno del cúmulo.

Para la extinción, asumimos que la secuencia del cúmulo está formada por estrellas calientes, cuyos colores intrínsecos aproximados son $(F_{160W} - F_{222M})_0 \sim 0$ (véase por ejemplo Ducati et al. 2001). Por tanto, se puede tomar directamente la media y la desviación típica de los colores observados en dicha secuencia como el exceso asociado a ese índice de color: $E_{(F_{160W} - F_{222M})}^{(\text{Mc81})} = 2.3 \pm 0.3$. Aplicando la ecuación 3.4 con $\alpha = 1.9$, obtenemos¹⁶ un coeficiente de extinción de $A_{F_{222M}} = 2.7 \pm 0.4$.

En cuanto a la distancia, se utilizó la suposición de pertenencia al medio circundante para asignar una velocidad radial al cúmulo mediante ajuste a la curva de rotación Galáctica. Mercer 81 está situado en la región H II G338.4+0.1 (Wilson et al. 1970), y específicamente en el interior de una cavidad claramente visible en la imagen de GLIMPSE 3.44. Caswell y Haynes (1987) subdividieron esta región en las componentes G338.398+0.164 (oeste-noroeste) y G338.450+0.061 (este), midiendo respectivamente velocidades radiales de -29 y -37 km s^{-1} .

¹⁶Originalmente, Davies, de la Fuente et al. (2012b) asignaron un valor de $\alpha = 2.0 \pm 0.1$ al coeficiente de extinción, produciendo un resultado de $A_{F_{222M}} = 2.5 \pm 0.5$, pero aquí preferimos ser consistentes con el valor de 1.9 empleado en esta tesis. De todas formas, ambos resultados son compatibles entre sí dentro de sus incertidumbres.

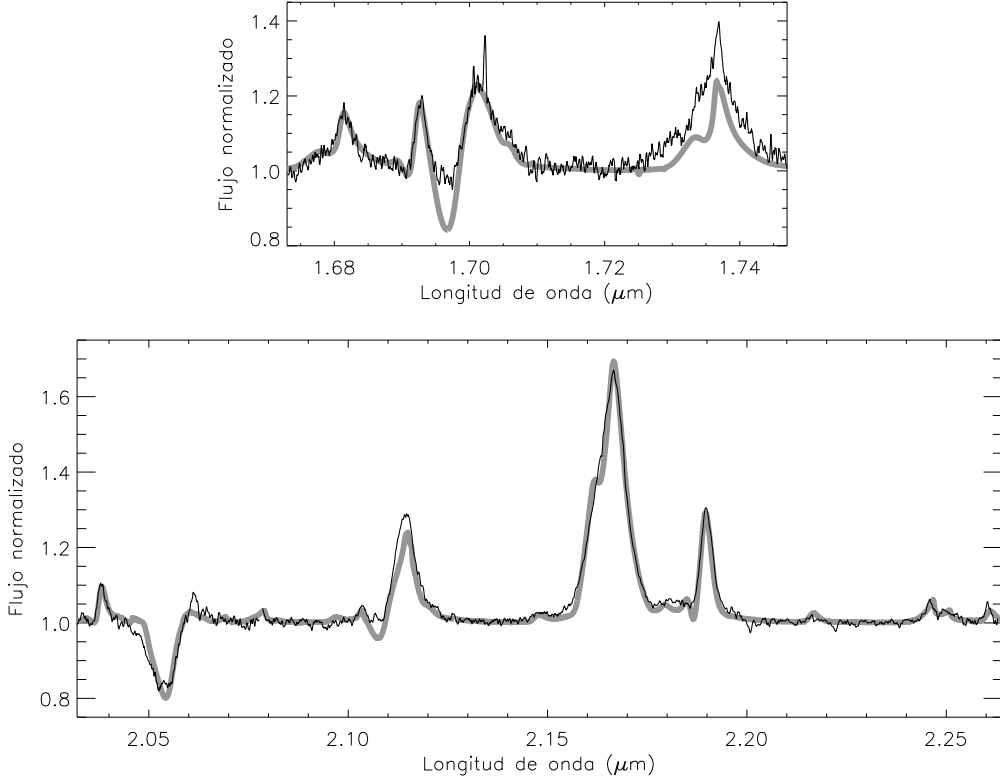


Figura 3.45: Espectro sintético de salida del modelo CMFGEN (líneas gruesas grises) ajustado a las bandas H (panel superior) y K (panel inferior) del espectro observado de Mc81-03. Este último ha sido corregido de velocidad radial, a diferencia de como se presenta en la Fig. 3.40.

Una idea más precisa de la cinemática de las estrellas contenidas en la región la puede proporcionar el conjunto de YSOs y regiones H II compactas observado en G338.4+0.1 por el *Red MSX Source survey* (RMS; Hoare et al. 2005; Urquhart et al. 2007a,b), con una velocidad media de $v_{\text{LSR}} = (-35.1 \pm 2.8) \text{ km s}^{-1}$. La ambigüedad cinemática cerca/lejos se resuelve en favor de la opción lejana gracias a que Lemiére et al. (2009) detectaron rasgos de absorción de H I en las regiones G338.398+0.164 y G338.450+0.061 con velocidades radiales que llegaban a alcanzar la del punto de tangencia de la curva de rotación ($\approx -130 \text{ km s}^{-1}$).

Entonces, ajustamos el valor de $v_{\text{LSR}} = (-35.1 \pm 2.8) \text{ km s}^{-1}$ a la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993) a lo largo de la línea de visión de Mercer 81, añadiendo una incertidumbre de $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$ debida a posibles velocidades peculiares (véase Russeil 2003). Teniendo en cuenta solo distancias más allá del punto de tangencia antes mencionado,

Tabla 3.22: Parámetros del modelo CMFGEN que mejor se ajusta al espectro de Mc81-03.

$T_{\text{eff}} = 35.2 \text{ kK}$	$\dot{M} = 7.5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$	$CL_1 = 0.2$
$\log(L/L_{\odot}) = 6.30$	$X_{\text{H}} = 0.46^a$	$CL_2 = 200 \text{ km s}^{-1}$
$v_{\infty} = 1350 \text{ km s}^{-1}$	$Y_{\text{He}} = 0.52^a$	$CL_3 = 200 \text{ km s}^{-1}$
$\beta = 1.25$	$Z_{\text{N}} = 0.015^a$	$CL_4 = 0.5$

Nota. No se incluyen los parámetros que no se pueden constreñir de forma fiable debido a la naturaleza densa del viento (ver Sec. 3.1.3) o a la insuficiente resolución de los espectros observados.

(^a) Las abundancias se expresan en fracción de masa.

obtenemos así¹⁷ de $d = 12.9_{-1.2}^{+1.6} \text{ kpc}$. Este resultado, junto con la posición de Mercer 81 ($l = 338.395^{\circ}$) situarían el cúmulo cerca del extremo lejano de la barra Galáctica, situado en $d \sim 12.1 \text{ kpc}$, $l \sim 344^{\circ}$ según el modelo de Benjamin et al. (2005).

Por otra parte, se ajustó al espectro de Mc81-03 un modelo confeccionado con el código CMFGEN, mediante la metodología explicada en la Sec. 3.1.3. Los parámetros del mejor ajuste se presentan en la Tabla 3.22, y el espectro saliente se muestra en la Fig. 3.45 superpuesto a las observaciones en las bandas H y K. A partir de la luminosidad, la temperatura efectiva, y la relación entre abundancias de hidrógeno y helio de este, se puede constreñir la masa y la edad de Mc81-03 mediante la comparación con los resultados de los modelos evolutivos de Meynet y Maeder (2000)¹⁸. En principio, mediante la simple comparación de parámetros dentro de sus errores, el modelo resulta ser compatible con las trazas evolutivas de masas iniciales entre 60 y $120 M_{\odot}$.

Para hacerlo de forma más precisa, se calculan trazas evolutivas intermedias mediante interpolación a intervalos de masa de $1 M_{\odot}$ y de edad de 0.1 Myr . Por cada uno de los puntos resultantes de esta interpolación, se calcula la probabilidad de que los valores evolutivos de los tres parámetros ($\log T_{\text{eff}}$, $\log L_{\star}$, $X_{\text{H}}/Y_{\text{He}}$) sean compatibles con los del modelo CMFGEN, asumiendo que las incertidumbres de estos últimos tienen forma Gaussiana. Como resultado,

¹⁷Originalmente, Davies, de la Fuente et al. (2012b) utilizaron valores de los parámetros de la curva de rotación tomados de Kothes y Dougherty (2007): $R_{\odot}^{(\text{GC})} = (7.6 \pm 0.3) \text{ kpc}$; $\Theta_{\odot} = (214 \pm 7) \text{ km s}^{-1}$. Estos valores son ligeramente diferentes a los empleados en esta tesis (ver Sec. 3.1.7, que son los que preferimos mantener aquí por consistencia con el resto de este capítulo. Mientras que la diferencia en Θ_{\odot} afecta de forma poco significativa al ajuste, la de $R_{\odot}^{(\text{GC})}$ produce una variación importante de la distancia dinámica: Davies, de la Fuente et al. (2012b) obtienen $d = (11 \pm 2) \text{ kpc}$. A pesar de todo, esta diferencia numérica es irrelevante cuando se trata de evaluar su posición dentro del disco de la Vía Láctea, pues en ambos casos $d \approx 1.5 R_{\odot}^{(\text{GC})}$

¹⁸Se trata de los modelos evolutivos del grupo de Ginebra en la anterior versión que la que utilizamos en el resto de esta tesis (Ekström et al. 2012; Georgy et al. 2012), pero hemos comprobado que no hay diferencias significativas en las porciones de las trazas evolutivas que son relevantes para los parámetros concretos que se ajustan, y de hecho son mucho menores que las diferencias causadas por el efecto de la rotación. Por ello, el análisis evolutivo de Mc81-03 publicado por Davies, de la Fuente et al. (2012b) sigue siendo plenamente válido. Por supuesto, esto se puede afirmar solo en el caso particular de los parámetros de esta estrella; para otras posiciones en el espacio de parámetros en que las dos versiones difieren significativamente (por ejemplo, estrellas WR poco luminosas o estrellas frías muy luminosas; véase Sec. 3.1.6) habría que repetir el análisis con los modelos actualizados.

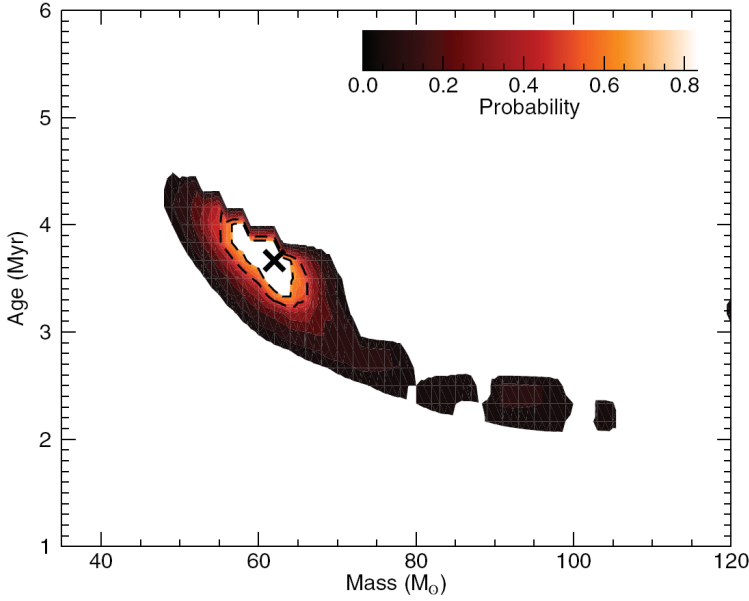


Figura 3.46: Mapa de probabilidades de edad frente a masa inicial para Mc81-03, resultante de la comparación de los resultados del modelo con trazas evolutivas interpoladas. El máximo de probabilidad se marca con aspas, y los isocontornos correspondientes a probabilidades del 50 % y el 67 % aparecen como líneas discontinuas. Figura tomada de Davies, de la Fuente et al. (2012b) .

se obtiene el mapa de probabilidades de la Fig. 3.46. Tomando el valor máximo de la probabilidad y el correspondiente al 50 % como medida de los errores, se obtiene para Mc81-03 una masa inicial de $62^{+6}_{-7} M_{\odot}$ y una edad de $3.7^{+0.7}_{-0.5}$ Myr. El hecho de que las mayores probabilidades se sitúen en la parte baja del rango de masas (y por tanto de luminosidades) se debe sobre todo a que las trazas de masas en torno a $60 M_{\odot}$ transcurren por la temperatura efectiva de Mc81-03 mucho más gradualmente que las correspondientes a masas superiores. Esto implica que los valores más probables de extinción y distancia (que son los parámetros que dominan la incertidumbre en la luminosidad) están entre los menores dentro de sus respectivas barras de error.

Asumiendo que la población de Mercer 81 es coetánea, podemos asignar al cúmulo la edad que hemos inferido para Mc81-03. Por otra parte, en el momento de realizar esta caracterización no se disponía de suficientes datos (es decir, de suficientes confirmaciones espectroscópicas de miembros del cúmulo) como para poder calcular de forma fiable la masa de Mercer 81. Sin embargo, podemos obtener, provisionalmente, una estimación en orden de magnitud si suponemos que los nueve emisores intensos en Paschen- α son también estrellas WR, basándonos en las similitudes fotométricas entre Mc81-03 y los otros ocho (ver Tabla 3.21). Utilizamos

como vara de medir el cúmulo masivo Westerlund 1, aprovechando que tiene aproximadamente la misma edad que Mercer 81 (Crowther et al. 2006; Brandner et al. 2008) y una población bien determinada de estrellas WR (un total de 27). Como Westerlund 1 tiene aproximadamente $10^5 M_{\odot}$ (Clark et al. 2005b; Brandner et al. 2008; Lim et al. 2013), la masa de Mercer 81 debe estar en torno a la tercera parte de este número, es decir, $M_{\text{Mc81}} \sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$.

Aportaciones adicionales a la caracterización

De aquí en adelante, ya tenemos en cuenta todos y cada uno de los espectros que se presentan en las Figs. 3.40 y 3.41. En principio, podría presumirse que la gran cantidad de espectros que se añaden a los dos que se utilizaron para la primera caracterización de Davies, de la Fuente et al. (2012b) permitiría una enorme mejora en la precisión de los resultados. Sin embargo, los tipos espectrales de la mayoría de los nuevos objetos (ver Tabla 3.20) observados en Mercer 81 no parecen ser los adecuados para nuestros objetivos. Concretamente, las estrellas Wolf-Rayet y las supergigantes muy luminosas con vientos densos no sirven para cálculos espectrofotométricos, ni se puede hallar de forma fiable su velocidad radial por el método de ajustes Gaussianos debido a la contaminación por vientos de sus líneas de absorción.

En la última columna de la Tabla 3.20 se listan las velocidades radiales que se han podido medir, entre las cuales están, por supuesto, todas las estrellas frías. Por las razones antes discutidas, los únicos objetos de tipo temprano en que se han podido obtener las velocidades mediante ajustes Gaussianos son las supergigantes normales Mc81-01 y Mc81-21, la enana Mc81-13, y la estrella Mc81-22 de tipo espectral bastante indeterminado debido a su poca S/N (a pesar de ello la medición es fiable por la fuerte intensidad de Brackett- γ). Por otra parte, el ajuste del modelo de Mc81-03 (ver Fig. 3.45 permite obtener para esta estrella una velocidad radial de $(-50 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$.

La disparidad de los resultados de velocidad radial de las cinco estrellas calientes nos llevan a preguntarnos cuáles de estos datos son representativos de la velocidad radial del cúmulo y por qué otros no lo son. Una pista esencial para resolver esta cuestión la proporcionan los colores de estas estrellas. Tal como se estableció en la primera caracterización (véase también la Fig. 3.43), se espera que los miembros masivos de Mercer 81 tengan colores $1.8 \lesssim F160W - F222M \lesssim 3.0$. Sin embargo, en el caso de Mc81-22, $F160W - F222M = 0.39$, y en el de Mc81-13 (para el que se ha tomado la fotometría de VVV por estar situado este objeto fuera del campo de NICMOS/HST), $H - K_S = -0.03$, es decir, están muy poco o nada enrojecidos. Por tanto, los dos objetos mencionados están situados a una distancia muy inferior a la de Mercer 81. Los tres objetos restantes sí tienen colores compatibles con los del cúmulo. Además, las velocidades radiales de dos de ellos, Mc81-03 y Mc81-23, son compatibles con la velocidad promedio del

entorno antes calculada, teniendo en cuenta los errores asociados a las observaciones más una dispersión de velocidades típica, del orden de 10 km s^{-1} , pero en cambio, la velocidad de Mc81-01 no es compatible. En este último caso, la discrepancia probablemente se deba a su binariedad (véase en la Sec. 3.2.3 la discusión relacionada con la velocidad de Mc70-12, cuyo caso es muy similar al que aquí estamos examinando).

En definitiva, las únicas medidas de velocidad radial que pueden considerarse representativas de Mercer 81 son las de sus miembros Mc81-03 y Mc81-23, con un promedio de $(-40 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$. A excepción de Mc81-13 y Mc81-22, todos los demás objetos de tipo temprano son miembros muy probables del cúmulo, por sus tipos espectrales y colores compatibles entre sí (ver respectivamente Tablas 3.20 y 3.21), y por su distribución espacial concentrada en la región central de la sobredensidad de estrellas muy enrojecidas (Fig. 3.42).

En cuanto al cálculo de la distancia espectrofotométrica, no solo resultan inválidas las estrellas con vientos densos (tal como se discutió anteriormente), sino que tampoco es adecuada Mc81-01 por presentar un subtipo espectral demasiado indeterminado, ni por supuesto se pueden emplear los objetos cuya membresía ha sido descartada (Mc81-13 y Mc81-22). Solo queda, entonces, la BSG Mc81-23 como único objeto con el que realizar cálculos espectrofotométricos fiables. Mediante los métodos explicados en la Sec. 3.1.4, pero aplicados a una sola estrella (Mc81-23), obtenemos $A_{F222M} = 3.0$ y $d = (12.9 \pm 1.8) \text{ kpc}$. El error en la distancia corresponde a la diferencia de magnitud absoluta respecto a la clase de luminosidad subsiguiente a la de la estrella (a diferencia de los otros cúmulos, en que este error se identificó con la desviación típica de las distancias calculadas individualmente para cada una de las estrellas). Nótese que estos resultados son muy consistentes con los de la primera caracterización, a pesar de que se han utilizado métodos diferentes.

La nueva posición de Mercer 81 en el plano distancia-velocidad se muestra en la Fig. 3.47, junto con las otras velocidades del medio circundante citadas por Davies, de la Fuente et al. (2012b). Se puede observar una excelente compatibilidad con la curva de rotación, así como con el cruce lejano con el brazo espiral de Norma. Parece, entonces, más probable la pertenencia al brazo de Norma que a la barra.

Otra consecuencia negativa de que predominen los tipos espectrales con vientos densos entre los objetos confirmados en Mercer 81 es que sus posiciones en el HRD tienen incertidumbres mayores que las de las estrellas OB normales. De hecho, el único miembro del cúmulo bien definido en dicho plano que añadiría información sobre la edad respecto a la primera caracterización es, de nuevo, Mc81-23. Para su tipo espectral (O5-6 I), $\log T_{\text{eff}} \approx 4.57$ y $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.8$ según la calibración de Martins et al. (2005a). En esa zona del HRD es precisamente donde se cruzan las cuatro isocronas (3.2 y 4.0 Myr, con rotación y sin rotación

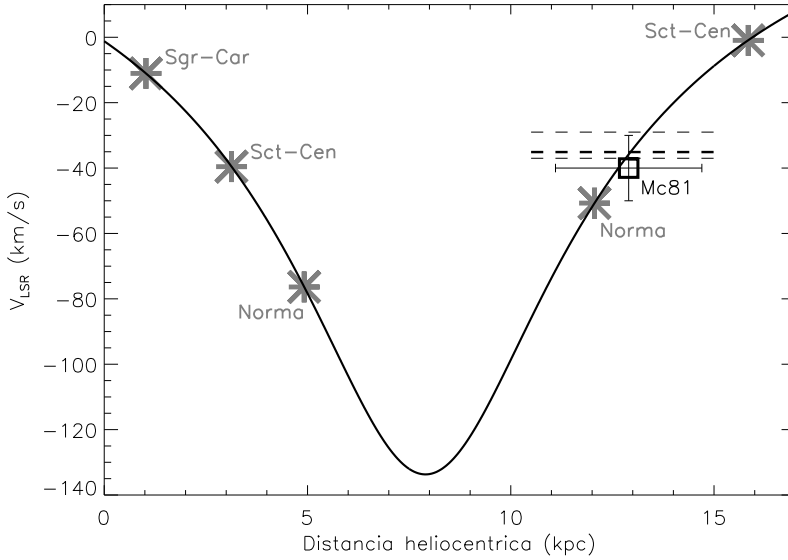


Figura 3.47: Diagrama de velocidad radial frente a distancia heliocéntrica para Mercer 81 y la curva de rotación Galáctica de Brand y Blitz (1993) a lo largo de la línea de visión del cúmulo. Los puntos de cruce con los brazos espirales de Sagitario-Carina, de Escudo-Centauro y de Norma (según el modelo de Hou y Han 2014) se simbolizan como asteriscos grises. Las medidas de velocidad radial de objetos del entorno que se discuten en el texto se marcan mediante líneas discontinuas, correspondiendo la línea gruesa al promedio de velocidades de YSOs y regiones H II compactas que se equiparó a la velocidad del Mercer 81 en la primera caracterización (Davies, de la Fuente et al., 2012b).

Ekström et al. 2012) compatibles con la edad encontrada por Davies, de la Fuente et al. (2012b) (búsquese el punto (4.57, 5.8) en la Fig. 3.11, donde se dibujaron las mismas isocronas). En definitiva, no tiene mucho sentido en este caso dibujar el HRD ni superponer isocronas, pues la poca información que se añade no ayuda a mejorar la precisión de la estimación de la edad de Mercer 81.

Sí que utilizamos las isocronas de 3.2 y 4.0 Myr para realizar el cálculo de la masa total del cúmulo, siguiendo el método explicado en la Sec. 3.1.6. Escogemos como luminosidad de corte $L_{\text{ct}} = 10^5$, por estar claramente situada por debajo de MSTO de las cuatro isocronas, pero tampoco muy por debajo. Este corte se correspondería con una masa $M_{\text{ct}} \approx 25M_{\odot}$ y a una magnitud aparente $F222M \approx 15$, calculada no solo teniendo en cuenta la distancia sino también la extinción. Para el límite superior, se toma un valor intermedio como compromiso entre las cuatro isocronas, de forma similar a como se hizo para Mercer 70 (Sec. 3.2.3). De esta forma, obtenemos $M_{\text{SN}} \approx 95M_{\odot}$. Entonces, contamos en el CMD descontaminado de Mercer 81 (Fig. 3.43) el número de fuentes con $F222M < 12$ y que además cumplan la condición de color encontrada en la primera caracterización, $1.8 \lesssim F160W - F222M \lesssim 3.0$. El resultado

de este cómputo es $N_{\text{lum}} = 34$. Tras integrar la IMF de Chabrier (2005) calibrada con estos parámetros, obtenemos el siguiente límite inferior para la masa de Mercer 81: $1.6 \times 10^4 M_{\odot}$.

Este valor es algo inferior al estimado de forma rudimentaria en la primera caracterización de Davies, de la Fuente et al. (2012b), debido principalmente a que no todos los emisores intensos han resultado ser estrictamente de tipo WR, y posiblemente a que la edad de Westerlund 1 no coincida exactamente con la de Mercer 81. De todas formas, la discrepancia es solo aparente, pues el valor arrojado por nuestra segunda caracterización es un límite inferior, y al fin y al cabo el valor obtenido en la primera solo tenía la pretensión de ser correcto en orden de magnitud.

Para finalizar esta sección, debemos recordar que los resultados obtenidos de velocidad, extinción y distancia (que a su vez se propagan al cálculo de masa total) para Mercer 81 son bastante menos robustos que para los otros cuatro cúmulos antes caracterizados, debido a que solo se apoyan en una o dos estrellas del cúmulo. Por tanto, habrá que esperar al ajuste de modelos de atmósfera a los miembros masivos de este cúmulo (además de el ya realizado para índiceMc81-03; Fig. 3.45, Tabla 3.22) para poder llevar a cabo una caracterización más precisa. De momento, los resultados de esta sección sirven bastante bien como aproximación, aunque deban tomarse con la necesaria precaución.

3.2.5. Resultados preliminares de cúmulos no observados con HST

En esta sección, presentamos datos espectroscópicos preliminares de los cuatro candidatos a YMC que escogimos observar basándonos solo en catálogos fotométricos de sondeos públicos (ver Sec. 2.1.2). Por cada uno de estos candidatos, expondremos una discusión muy somera que permite simplemente hacernos una idea general de qué tipo de cúmulos son (masivos o no, jóvenes o no), con la única pretensión de evaluar la conveniencia de seguirlos estudiando en el futuro en relación con los objetivos de la Sec. 1.3. Bastará con mostrar los espectros reducidos en una sola banda (a pesar de que las observaciones son mucho más completas) para hallar tipos espectrales aproximados y utilizarlos como indicadores de la clase de cúmulo que estamos observando. Con ello no pretendemos llevar a cabo una caracterización propiamente dicha, sino una mera descripción cualitativa de cada cúmulo.

FSR 1530

Debemos recordar, de lo expuesto en la Sec. 2.2.1, que las observaciones de FSR 1530 con SofI/NTT fueron muy problemáticas por las pésimas condiciones atmosféricas. Aún así, se pudieron obtener en banda K tres espectros con suficiente S/N como para distinguir algún rasgo espectral. Estos espectros se muestran en la Fig. 3.55, y la identificación se proporciona en la

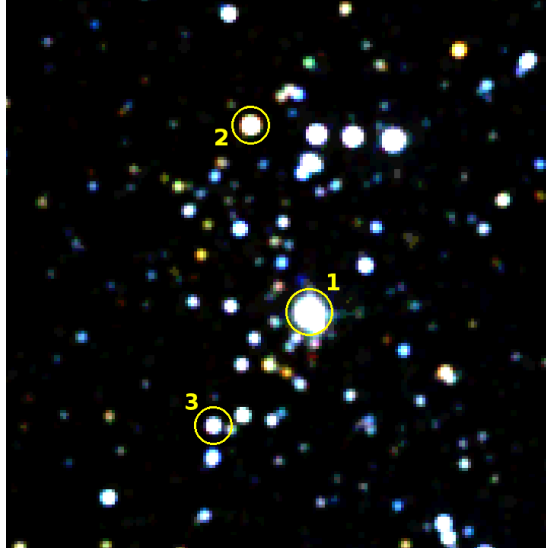


Figura 3.48: Imagen RGB (rojo = K_S , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de FSR 1530 tomada del sondeo público 2MASS centradas en $\alpha = 10^h 8^m 59.5^s$, $\delta = -57^\circ 17' 19''$. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos aquellos objetos observados espectroscópicamente para los que se ha detectado algún rasgo espectral.

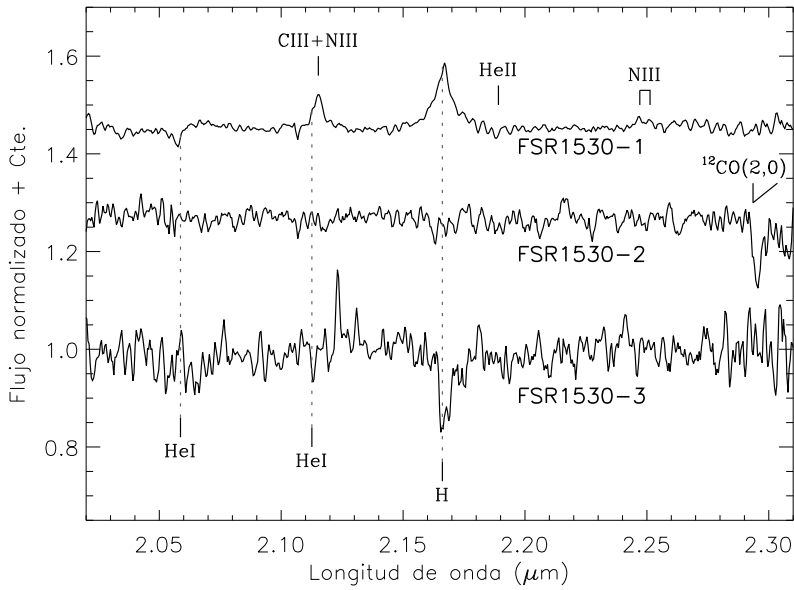


Figura 3.49: Espectros de banda K observados en FSR 1530 con suficiente S/N como para detectar algún rasgo espectral, e identificación de rasgos espectrales.

Fig. 3.48 sobre una imagen RGB extraída del sondeo público 2MASS. Veamos la información que podemos extraer de cada uno de los tres espectros:

- FSR1530-1 es, con diferencia, la estrella más brillante del cúmulo, gracias a lo cual la S/N es bastante buena, permitiendo encontrar un tipo espectral bastante preciso, Of/WN9. Esta clasificación no resulta inesperada, ya que este objeto fue previamente detectado (bajo la denominación de [M81] I-296) por MacConnell (1981) como emisor intenso en H_α . El hecho de que ninguna otra estrella de FSR 1530 tenga un brillo parecido ni superior en el NIR (véase Fig. 3.48) elimina la posibilidad de que haya RSGs u otras WR en el cúmulo, lo cual implica que tiene pocos millones de años de edad, pero que no es masivo.
- En el espectro de FSR1530-2, bastante ruidoso, solo logramos identificar un rasgo espectral, concretamente la banda de $^{12}\text{CO}(2,0)$ en absorción. No obstante, la S/N es suficiente como para poder descartar la existencia de otros rasgos intensos (de más de un 10 % del nivel del continuo) que en diversos tipos espectrales tardíos sí deberían aparecer de forma intensa en banda K, como Brackett- γ , o los multipletes de Ca I ($2.26 \mu\text{m}$) y Na I ($2.21 \mu\text{m}$). Teniendo en cuenta estas ausencias junto con la relativamente poca profundidad de la banda de $^{12}\text{CO}(2,0)$, determinamos que FSR1530-2 es una gigante G tardía o K temprana. Este tipo espectral es incompatible con una población joven, de lo cual inferimos que no es miembro del cúmulo.
- La clasificación del espectro de FSR1530-3 es más difícil por ser muy ruidoso. El único rasgo espectral que se observa claramente es Brackett- γ , y ello solo nos garantiza que no puede pertenecer a tipos más fríos que F ni más calientes que B intermedio. Con menos claridad, al nivel del ruido, se aprecia un pico de emisión cuya longitud de onda coincide aproximadamente con la línea de He I de $2.059 \mu\text{m}$ y otro de absorción en la posición de la línea de He I de $2.113 \mu\text{m}$; si estos rasgos son reales (lo cual no se puede afirmar con seguridad), se trataría de un tipo B intermedio. En todo caso, si FSR1530-3 fuera un miembro genuino del cúmulo, tendría que ser de MS, por mostrarse bastante más tenue que FSR1530-1.

En definitiva, la evidencia espectroscópica indica que FSR 1530 es seguramente un cúmulo joven de masa intermedia. El único de los objetos observados espectroscópicamente con gran probabilidad de pertenencia al cúmulo es FSR1530-1. Comparando las magnitudes de dicha estrella en el catálogo 2MASS ($H = 7.81$; $K_S = 7.31$) con los de las otras estudiadas en esta tesis con el mismo tipo espectral (Mc30-06a, Mc70-08, Mc81-06) se deducen los siguientes

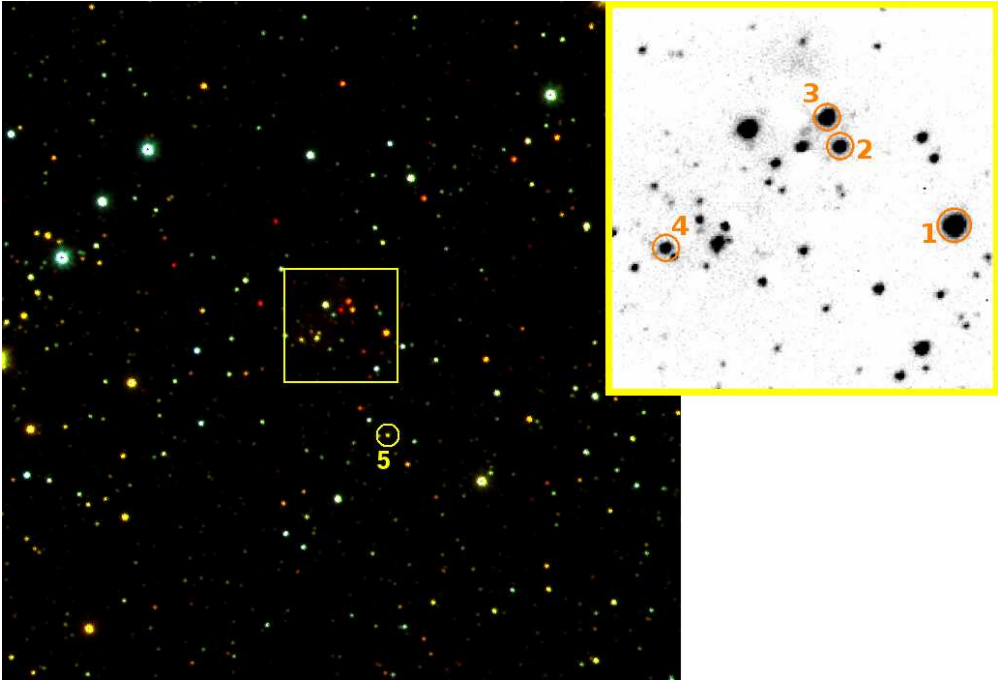


Figura 3.50: Imagen RGB (rojo = K_s , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de VVV CL029 tomada del sondeo público VVV, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $2.09 \mu\text{m}$, centradas respectivamente en $\alpha = 13^h 41^m 53.8^s$, $\delta = -62^\circ 7' 44''$ y en $\alpha = 13^h 41^m 53.8^s$, $\delta = -62^\circ 7' 40''$ (ambas en J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado aquellos objetos en que se ha podido detectar algún rasgo espectral.

resultados cualitativos de FSR 1530. Primero, que sufre un enrojecimiento algo menor que los de Mercer 30 y Mercer 70, y segundo, que la distancia debe ser algo menor que a los cúmulos mencionados (una aproximación meramente orientativa sería 4 o 5 kpc).

VVV CL029

En el candidato a cúmulo VVV CL029 se obtuvieron, en banda H y con suficiente S/N como para poder observar algún rasgo espectral, los cinco espectros que se presentan en la Fig. 3.51. Se corresponden con los objetos etiquetados en las imágenes de VVV y de ISAAC/VLT de la Fig. 3.50. Entre estos espectros, se observa un rango muy amplio de tipos espectrales, en lo que se refiere a temperaturas efectivas: desde los más fríos, CL029-1 y CL029-5 (de tipos K o M), hasta los calientes, CL029-3 y CL029-4 (respectivamente, A y B temprano), pasando por CL029-2 (de tipo G). Solo en el caso de las dos estrellas de tipo temprano podemos averiguar su clase de luminosidad: tanto CL029-3 como CL029-4 son enanas.

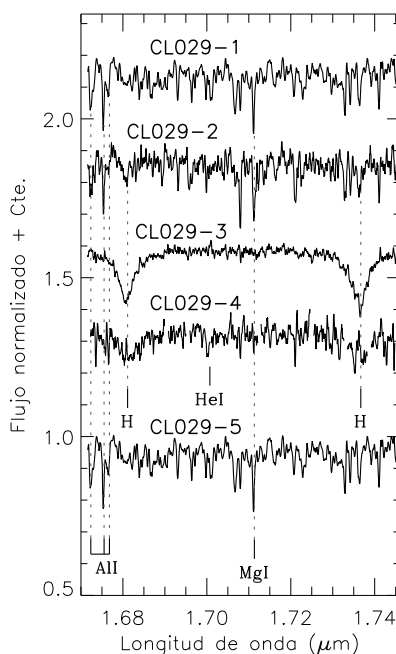


Figura 3.51: Espectros de banda H observados en VVV CL029 con suficiente S/N como para detectar algún rasgo espectral, e identificación de rasgos espectrales.

Cerca de la región central de VVV CL029, solo hay una estrella más brillante que las dos enanas, como se puede apreciar en la Fig. 3.50, la cual parece estar, además, mucho menos enrojecida. Por tanto, podemos excluir la existencia de poblaciones de estrellas O y de otros tipos masivos más evolucionados en VVV CL029. Entre los objetos de tipos tardíos observados, no podemos hallar ninguna clase de luminosidad, pero al menos podemos descartar que se trate de RSGs, pues si así fuera tendrían que ser muchas magnitudes más brillantes que las enanas B y A. Así que, aunque la presencia de estrellas relativamente calientes de MS sea un indicador de juventud, podemos afirmar con bastante fiabilidad que VVV CL029 no puede ser un YMC.

VVV CL067

En el candidato a cúmulo VVV CL067 se observaron espectroscópicamente los cuatro objetos que aparecen marcados en las imágenes de la Fig. 3.50. La parte de sus espectros correspondiente a la banda H de ISAAC/VLT se muestran en la Fig. 3.53. Al espectro de CL067-1 se le asigna un subtipo WC; nótese que es prácticamente idéntico a las estrellas WC Mc20-08 y Mc20-10 (Fig. 3.17), con la salvedad de que el multiplete de C IV en $1.73 \mu\text{m}$ es bastante más intenso en el caso de CL067-1. Otras dos estrellas muestran claramente rasgos

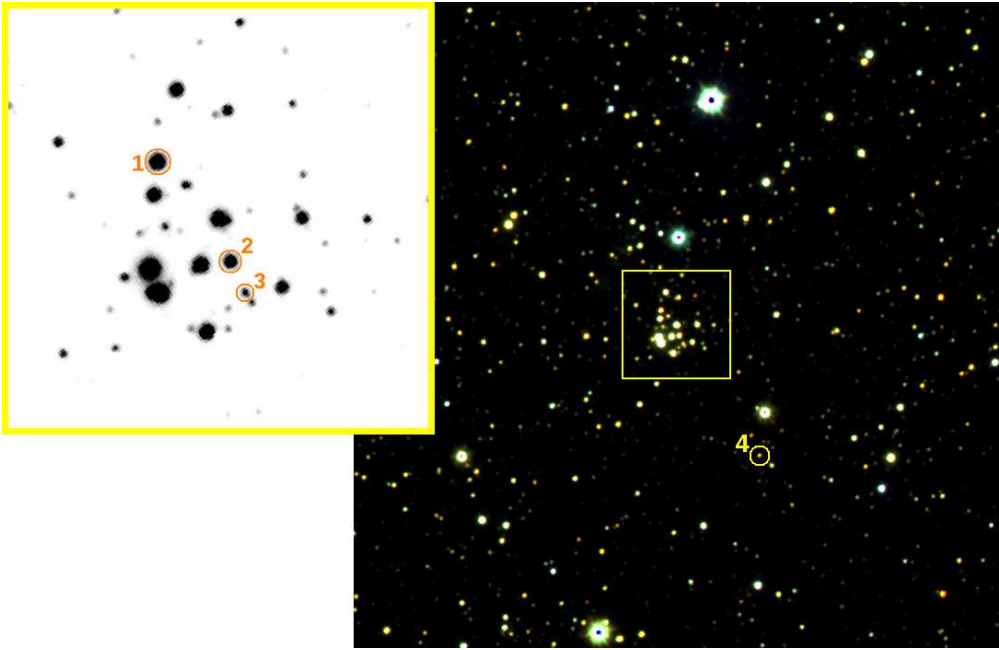


Figura 3.52: Imagen RGB (rojo = K_S , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de VVV CL067 tomada del sondeo público VVV, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $2.09 \mu\text{m}$, centradas ambas en $\alpha = 15^h 10^m 36.3^s$, $\delta = -57^\circ 54' 15''$ (J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos los objetos observados espectroscópicamente.

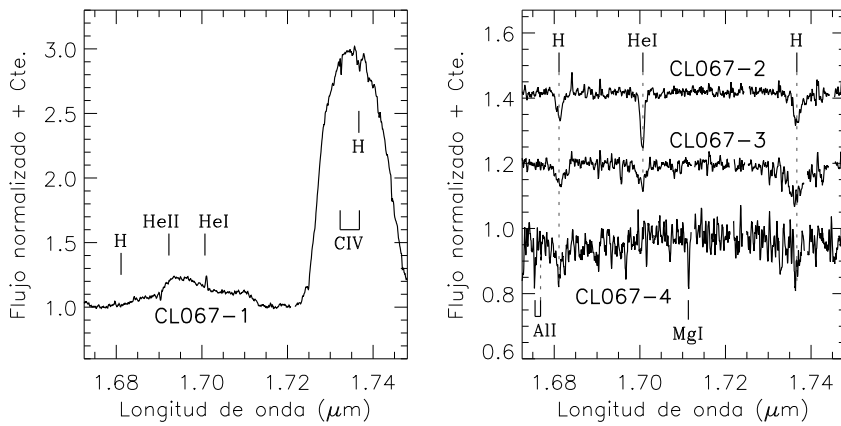


Figura 3.53: Espectros de banda H observados en VVV CL067, e identificación de rasgos espectrales.

espectrales correspondientes a tipos B tempranos: la supergigante CL067-2 y la enana CL067-3. Por último, CL067-4 es una estrella fría y que además se sitúa a una gran distancia angular del centro del cúmulo, por lo que es muy probable que se trate de un objeto no relacionado con el cúmulo.

Las dos estrellas B tempranas pueden, en principio, proporcionarnos una aproximación a la distancia del cúmulo, siempre que su fotometría sea conocida. Ahí es donde hay algunos problemas debidos a la densidad superficial de estrellas del cúmulo, evidente en las imágenes de la Fig. 3.52. En la de adquisición de ISAAC/VLT, se aprecia que a menos de 1 segundo de arco de CL067-3 hay otro objeto, y dicho instrumento es capaz de resolver ambas fuentes sin problema. Por el contrario, en la imagen de VVV estas aparecen como una sola fuente de aspecto alargado, y en el catálogo fotométrico solo figura una fuente en esa posición, así que no podemos considerarlos datos fiables. Aunque CL067-2 no parece presentar este tipo de problemas, solo aparece como detectado en los catálogos de fuentes puntuales de las bandas J y H, siendo sus respectivas magnitudes $J = 13.75$ y $H = 12.66$. No obstante, basándonos en nuestra experiencia con magnitudes y colores de estrellas tempranas enrojecidas en el NIR, por la que sabemos que el índice de color $H - K$ es algo mayor (menor en valor absoluto) que el $J - H$ (véase por ejemplo la Tabla 3.15), podemos establecer para CL067-2 la siguiente aproximación válida en orden de magnitud: $K \sim 12$.

Entonces, comparamos estos datos fotométricos con los de las otras tres supergigantes B tempranas (se excluyen las muy luminosas o hipergigantes) cuyos espectros han sido presentados en este capítulo (Mc20-01, Mc20-03, Mc70-14). Al ser los colores bastante similares, el coeficiente de extinción de VVV CL067 debe ser parecido al de los YMCs Mercer 20 y Mercer 70, es decir, $A_K \approx 1.0$. Sin embargo, CL067-2 es cerca de 3 magnitudes más tenue que sus análogos en Mercer 20 y Mercer 70, lo que es indicativo de una distancia significativamente mayor, seguramente comparable a la de Mercer 30 o Mercer 81.

La línea de visión de VVV CL067 ($l = 320.58^\circ$) está solo 9° más alejada de la dirección del Centro Galáctico que la de Mercer 70 ($l = 329.70^\circ$). Cabe entonces preguntarse por qué la significativamente mayor distancia al primero no provoca una mayor extinción. La explicación parece estar en que la línea de visión de Mercer 70 atraviesa de forma casi tangencial el brazo espiral de Norma (véase Sec. 3.2.3), mientras que la de VVV CL067 no alcanza este brazo (su dirección de tangencia está emplazada en $l_{\text{tan}} \approx 328^\circ$). Por similitud a lo discutido en la Sec. 3.2.2 para Mercer 23, podemos inferir que la línea de visión de VVV CL067 transcurre por el espacio comprendido entre el brazo espiral de Norma y el inmediatamente más externo (Escudo-Centauro; ver Fig. 1.3), por lo que es lógico que la extinción media por unidad de distancia sea notablemente inferior a la sufrida a lo largo de la línea de visión de Mercer 70.

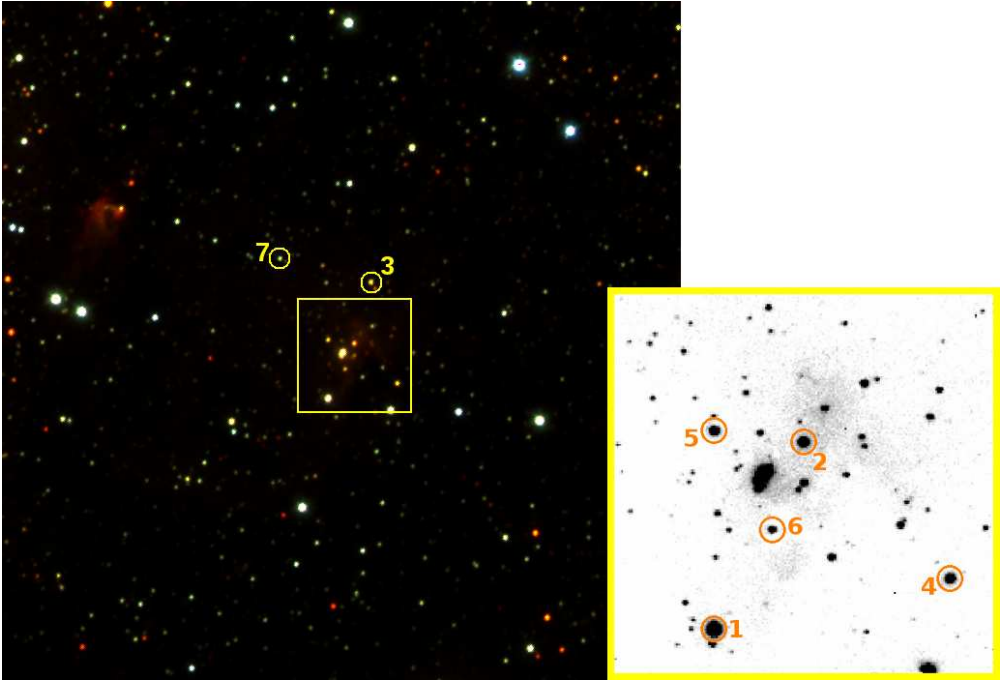


Figura 3.54: Imagen RGB (rojo = K_s , verde = H , azul = J) de tamaño $3' \times 3'$ de VVV CL100 tomada del sondeo público VVV, y recorte de tamaño $30'' \times 30''$ de la región central de la imagen de adquisición de ISAAC/VLT en la banda estrecha de $2.09 \mu\text{m}$, centradas respectivamente en $\alpha = 17^h 19^m 15.5^s$, $\delta = -39^\circ 4' 29''$ y en $\alpha = 17^h 19^m 15.3^s$, $\delta = -39^\circ 4' 33''$ (ambas en J2000). El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. Se han etiquetado todos los objetos observados espectroscópicamente.

Por otra parte, en la Fig. 3.52 se aprecian claramente varias estrellas situadas en la región central de la sobredensidad asociada a VVV CL067 con brillos similares o incluso algo superiores a los de los miembros muy luminosos confirmados espectroscópicamente, CL067-1 y CL067-2. Por tanto, parece plausible la existencia de otros miembros de tipos evolucionados como WR, BSG o BHG (aunque no de RSGs, que tendrían brillos mucho mayores aún, dominando la luz del cúmulo). Esto implica que el cúmulo probablemente sea bastante masivo, y además con una población análoga a la de Mercer 20 o Mercer 70 (Secs. 3.2.1, 3.2.3).

VVV CL100

Los siete espectros observados en VVV CL100 se presentan en solo una de las bandas de ISAAC/VLT (excepto uno en que se incluyen las bandas H y K2) en la Fig. 3.55. Se corresponden con los objetos etiquetados en las imágenes de VVV y de ISAAC/VLT de la Fig. 3.54, donde también se aprecia una nebulosidad que envuelve la región central. De hecho, en los

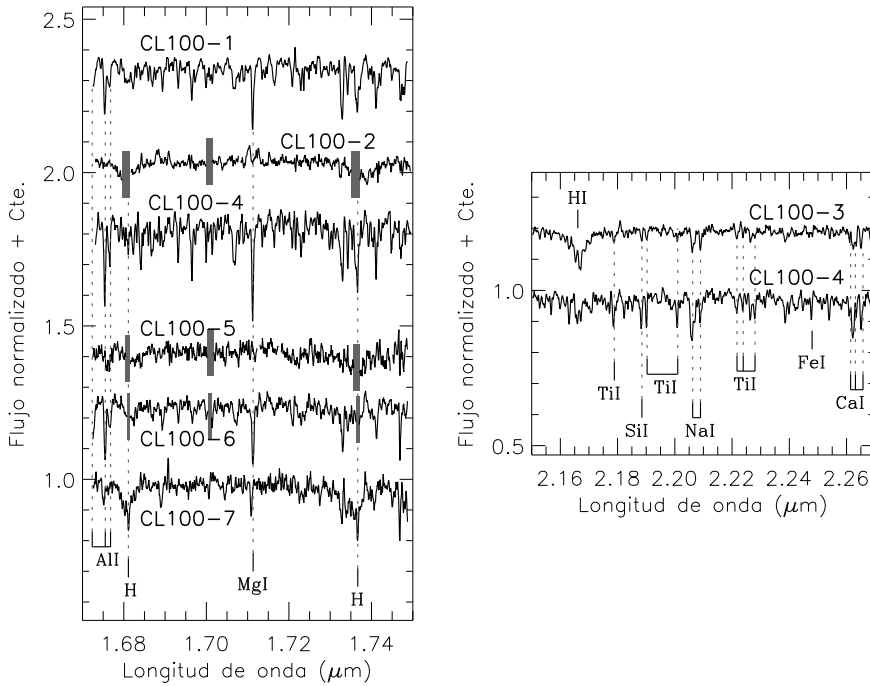


Figura 3.55: Espectros preliminares en bandas H (panel izquierdo) y K2 (panel derecho) observados en VVV CL100, e identificación de rasgos espectrales. Las regiones espectrales que se han eliminado en la banda H por contener líneas nebulares aparecen como rectángulos grises. Nótese que CL100-4 es el único espectro que se presenta en ambas bandas.

tres espectros más cercanos al centro de la sobredensidad estelar de VVV CL100 (CL100-2, CL100-5 y CL100-6) se observan líneas de emisión muy intensas y muy estrechas de H y He I, que interpretamos como líneas nebulares, y que eliminamos en la Fig. 3.55 en aras de una mejor visualización.

Entre los espectros presentados en la Fig. 3.55, identificamos dos de tipo A V, CL100-2 y CL100-5 (aunque este último es demasiado ruidoso como para constreñir tanto su temperatura efectiva, pudiendo ser también B tardía o F temprana). El resto son estrellas frías (CL100-3 y CL100-7 son de tipos F o G, mientras que CL100-1, CL100-4 y CL100-6 son de tipos K o M). De entre los objetos no observados espectroscópicamente en la región central de VVV CL100, solo pueden ser más brillantes que las dos enanas confirmadas aquellos que forman parte de un compacto grupo no resuelto (la fuente más brillante en la imagen de adquisición de ISAAC/VLT, de forma irregular). Sobre el contenido de esta aglomeración central, solo se puede afirmar que no es tan brillante como para contener alguna RSG. Sin embargo, no parece probable que en una hipotética población que contuviera abundantes estrellas masivas, todas

ellas, sin excepción, estuvieran concentradas en una región tan reducida en comparación con la superficie angular del cúmulo (bastante más amplia, siempre que las enanas A sean miembros genuinos del cúmulo).

Por todo ello, no resulta probable que VVV CL100 sea un YMC. Sin embargo, los argumentos presentados más arriba no son lo suficientemente fuertes como para descartarlo, así que la anterior afirmación debe tomarse con precaución. Podría ocurrir, por ejemplo, que la aglomeración central no observada espectroscópicamente fuera en realidad un YMC bastante lejano y extremadamente compacto, mientras que las dos enanas A formarían parte de una población más cercana pero proyectada a lo largo de la misma línea de visión. Por analogía con el caso de Mercer 81 (Sec. 3.2.4), sabemos que es plausible encontrar un YMC oculto tras una agrupación de estrellas más cercanas y más brillantes a lo largo de la misma la línea de visión. Aún así, consideramos bastante improbable tal posibilidad alternativa.

Capítulo 4

Aplicaciones

En este capítulo, mostramos la versatilidad de los YMCs como laboratorios astrofísicos, enfocándonos en aplicaciones distintas al estudio de los YMCs en sí mismos. Para ello, explicamos a fondo cómo hemos aplicado los resultados del capítulo anterior a tres temas de investigación que se corresponden con tres escalas espaciales diferenciadas: la estelar, la local (referida a la región de formación estelar) y la Galáctica. En los dos primeros casos, la investigación ya ha sido publicada en sendos artículos (de la Fuente et al. 2015, 2016), y en el tercero, está previsto enviar otro artículo, actualmente en preparación.

4.1. Estrellas FS CMa en cúmulos

4.1.1. Mc20-16 y Mc70-14

Motivación

En esta sección, presentamos y estudiamos a fondo los datos obtenidos para dos objetos, Mc20-16 y Mc70-14, descubiertos en dos de los cúmulos masivos caracterizados en el anterior capítulo. Este estudio en profundidad viene motivado por las inesperadas características fotométricas de estos objetos, ilustradas en la Fig. 4.1. Se trata de dos emisores intensos en P_α que, inesperadamente, se muestran en las imágenes de banda ancha de NICMOS/HST significativamente menos brillantes que los miembros post-MS confirmados en los mismos cúmulos, algunos de los cuales también emiten intensamente en P_α . La razón por la que nos referimos

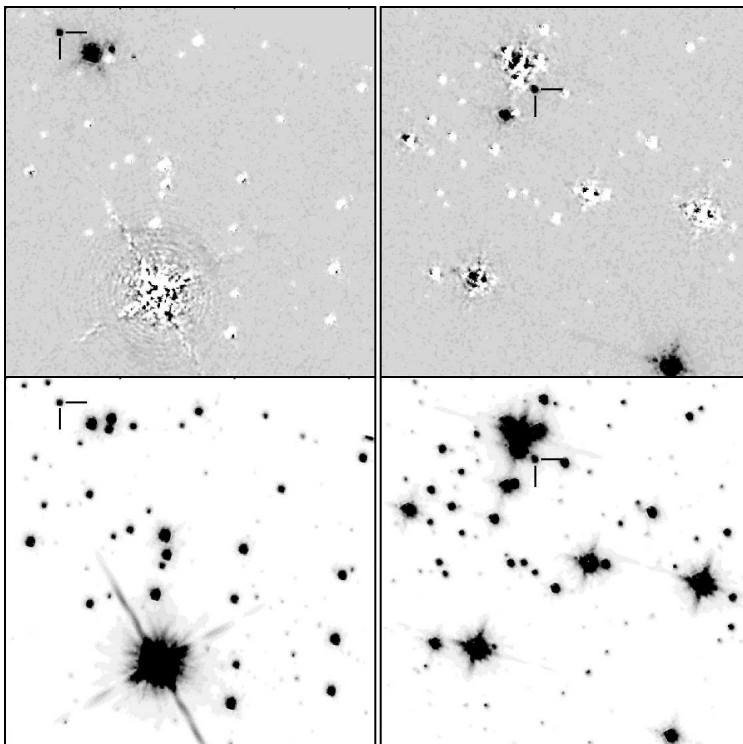


Figura 4.1: Comparación de las zonas centrales de las imágenes NICMOS/HST de Mercer 20 (izquierda) y Mercer 70 (derecha) presentadas en la Figs. 2.1 y 2.4, donde se marca (mediante segmentos perpendiculares) la localización de dos emisores intensos en P_{α} (imágenes superiores) poco brillantes en F222M (imágenes inferiores).

a este hallazgo como inesperado es que, hasta ahora, los únicos objetos estelares observados mostrándose en emisión intensa en dicha línea que se han confirmado espectroscópicamente (véanse por ejemplo Wang et al. 2010; Mauerhan et al. 2010a,b; Davies et al. 2012a) han sido tipos evolucionados como WR y LBV (en todo caso post-MS). Nuestros objetivos aquí son los siguientes: primero, demostrar que Mc20-16 y Mc70-14 pertenecen al raro subtipo de objetos B[e] que reciben la denominación de “Estrellas FS CMa” y segundo, aplicar a estos objetos los resultados de la caracterización de los cúmulos huésped para hacer averiguaciones acerca de sus parámetros físicos y su origen evolutivo.

Para cumplir el primero de los objetivos, primero se debe saber qué es el fenómeno B[e], cómo son las estrella FS CMa, y en base a qué características se clasifican. Lo expondremos aquí de forma muy resumida (para una explicación completa en forma de revisión histórica, véase el Apéndice A). El fenómeno B[e] se define como la presencia de líneas prohibidas de metales poco ionizados en espectros de estrellas de tipo temprano que presentan un fuerte ex-

ceso en el infrarrojo (Lamers et al. 1998). De entre los objetos que presentan el fenómeno B[e], las estrellas FS CMa constituyen un reducido subgrupo caracterizado por su poca luminosidad ($2.5 \lesssim \log(L/L_{\odot}) \lesssim 4.5$) y por sufrir una súbita disminución del flujo en el infrarrojo medio (Miroshnichenko 2007), siendo esto último habitualmente explicado por la presencia de un disco circunestelar compacto de polvo caliente. Su estado evolutivo aún es desconocido, debido en parte a que nunca antes había sido confirmada la membresía de una de estas estrellas a una población coetánea. De ahí nuestro interés en demostrar fehacientemente que dos miembros de los cúmulos Mercer 20 y Mercer 70 son estrellas FS CMa. Mientras este extremo no sea confirmado, nos referiremos a Mc20-16 y Mc70-14 como candidatos a estrella FS CMa.

Espectros e identificación de líneas

Los espectros en bandas H y K de los objetos Mc20-16 y Mc70-14, situados respectivamente en los cúmulos Mercer 20 (Sec. 3.2.1) y Mercer 70, se presentan en la Fig. 4.2. Ambos espectros han sido tomados con el espectrómetro ISAAC/VLT en resolución media ($R \sim 4000$). La mayor parte de los rasgos espectrales que se observan en ellos son perfiles de emisión estrechos y de doble pico. Como ya mostraron Miroshnichenko et al. (2007), este tipo de perfiles, que son típicos de discos circunestelares, ya han sido observados en la mayoría de los espectros ópticos de estrellas de tipo FS CMa. Otros de estos espectros ópticos no muestran doble pico, pero seguramente esto sea debido a que sus discos están orientados de cara al observador (consúltese, por ejemplo, Hanuschik et al. 1996, para ver cómo varían los espectros de emisión de discos circunestelares según su orientación).

Hasta el momento, el único trabajo de identificación de líneas en el NIR para estrellas FS CMa disponible en la literatura es el que Liermann et al. (2014) realizaron para la estrella MWC 623, de tipo FS CMa, además de otras cinco estrellas B[e] de otros tipos. Desafortunadamente, los autores citados solo presentaron observaciones en banda K, donde los espectros de la Fig. 4.2 muestran una riqueza de rasgos espectrales significativamente menor que en la banda H. Por ello, se ha hecho necesario tomar como referencia trabajos de identificación de líneas de objetos adicionales con rasgos espectrales muy similares: LBVs de tipos B tempranos con líneas prohibidas. Y es que, tal como mostró Conti (1997), los espectros de este tipo de estrellas exhiben una sorprendente similitud a los de objetos con el fenómeno B[e], pese a sus discrepancias físicas (especialmente en lo que se refiere a la luminosidad). Escogemos, entonces, el espectro de η Car presentado por Hamann et al. (1994), y los de qF 134 (la Estrella Pistola) y qF 362 por Najarro et al. (2009), aprovechando el completo trabajo de identificación de líneas que hicieron los autores citados sobre espectros cuyos parámetros de calidad (S/N y poder de resolución) son similares o superiores a los de la Fig. 4.2. La única diferencia cualitativa im-

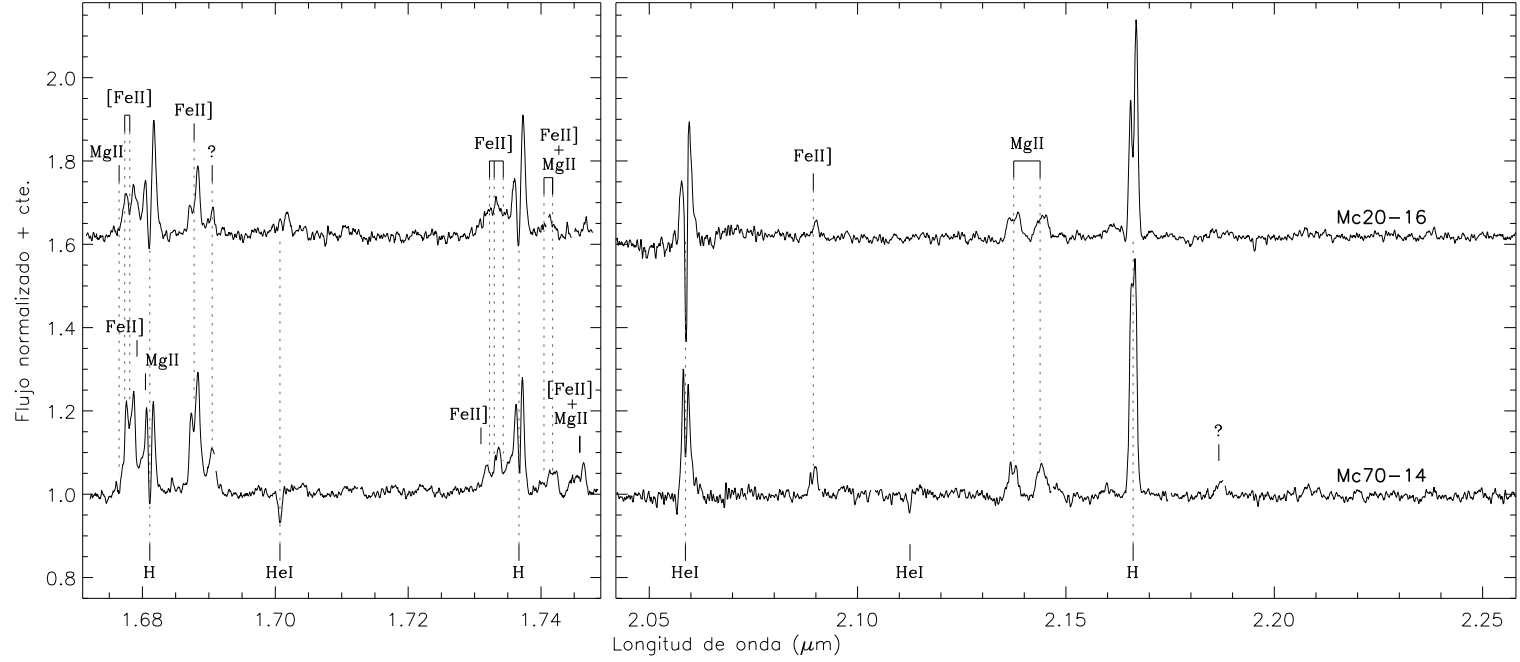


Figura 4.2: Espectros en bandas H y K corregidos de velocidad radial de los candidatos a estrella FS CMa descubiertos en Mercer 20 y Mercer 70, e identificación de sus rasgos espectrales.

portante entre los espectros de las LBVs mencionadas y los de Mc20-16 y Mc70-14 consiste en que las líneas de emisión de los primeros son de pico simple. Esto en realidad, constituye una ventaja para la identificación de líneas, ya que hace que líneas muy cercanas en longitud de onda puedan separarse más fácilmente aunque se muestren parcialmente superpuestas.

En la Fig. 4.2 aparecen marcadas las líneas que se han logrado identificar en los espectros de Mc20-16 y Mc70-14. Hay que señalar que la identificación de líneas metálicas prohibidas resulta aquí de gran importancia para determinar la existencia del fenómeno B[e]. De estas, la más intensa es la de [Fe II] en $1.678 \mu\text{m}$, que se muestra parcialmente superpuesta con la de [Fe II] en $1.677 \mu\text{m}$ y otra semiprohibida (de Fe II) en $1.679 \mu\text{m}$. A pesar de la superposición, el doble pico de $1.678 \mu\text{m}$ parece ser lo suficientemente dominante como para no ser distorsionado significativamente por los otros dos rasgos colindantes de hierro, como se demostrará más adelante al medirse la velocidad radial de cada uno de sus picos. Otro rasgo de [Fe II] es claramente visible a $1.745 \mu\text{m}$ en el espectro de Mc20-16, aunque hay dificultades para distinguir su componente violeta debido a la contaminación causada por la línea de Mg II en $1.746 \mu\text{m}$ y al ruido introducido por una línea telúrica muy intensa. En Mc70-14 también deberían existir estos dos rasgos (en 1.745 y $1.746 \mu\text{m}$), pero la peor S/N en el extremo rojo de la banda H, junto con el hecho de que las líneas metálicas sean en general menos intensas que en el caso de Mc70-14, complica mucho su detección.

Por otra parte, en la Fig. 4.2 se etiquetan con una interrogación dos rasgos espectrales claramente detectados para los cuales no se ha podido identificar el ión que las origina: uno de doble pico en $1.69 \mu\text{m}$ detectado en ambos espectros; y una emisión relativamente ancha en $2.19 \mu\text{m}$, presente solamente en Mc70-14. Aunque en una primera impresión, el primero de estos rasgos espectrales se asimile mucho al de Si II que aparece en los espectros de qF 134 y qF 362 (Najarro et al. 2009), rechazamos esta identificación basándonos en su longitud de onda, 6 \AA menor a lo esperado, y sobre todo, en la ausencia de otras líneas intensas de Si II que tendrían que estar presentes si se tratara de dicho ión.

Perfiles de líneas, velocidades radiales y su interpretación

En los perfiles de emisión doble pico presentes en los espectros de la Fig. 4.2, y especialmente en el de Mc20-16, se aprecian asimetrías entre los dos picos, que se cree que están causadas por oscilaciones en el disco circunestelar (Okazaki 1991; Hummel y Hanuschik 1997). Para cuantificar estas asimetrías, empleamos la relación de intensidades, V/R , entre los picos violeta (V) y rojo (R) de cada línea, tal como la definen Dachs et al. (1992). Mientras que V/R es cercana a la unidad para los rasgos de emisión de Mc70-14, los de Mc20-16 presentan mayormente cocientes $V/R \sim 0.5$, aunque con algunos valores mucho más extremos. De estos

últimos, el caso más ilustrativo es el de la línea de Fe II] en $2.089 \mu\text{m}$ que exhibe lo que se conoce como forma de campanario¹ (Hanuschik et al. 1995), donde uno de los picos es mucho más débil que el otro, apareciendo como una leve joroba a un lado del pico fuerte (en el caso de la línea mencionada, en su lado azul). En todos los casos de perfil de doble línea de Mc20-16, y en casi todos los de Mc70-14, el pico rojo es más intenso que el violeta. Una excepción clara en que $V/R > 1$ es la línea de He I en $2.059 \mu\text{m}$ en Mc70-14; este fenómeno de reversión de picos probablemente se deba a la existencia de una onda de densidad espiral (Clark y Steele 2000; Wisniewski et al. 2007).

Podemos obtener información adicional sobre los sistemas estrella-disco midiendo las velocidades radiales de los picos, sobre todo porque las separaciones entre los componentes rojos y violetas miden las diferencias de velocidad proyectada entre los dos lados del disco para el radio donde cada línea se forma, permitiendo así un mapeo cinemático completo. También, como veremos, podemos extraer cierta información de aquellas líneas que no se forman en el disco. Para medir las pocas líneas observadas en la Fig. 4.2 que tienen un solo componente, empleamos el mismo método de ajuste Gaussiano que explicamos y utilizamos a lo largo de todo el Capítulo 3. Para hallar la velocidad radial de las líneas de emisión con doble pico, cuyos perfiles son mucho más problemáticos debido a su complejidad y asimetría, empleamos los dos métodos descritos a continuación.

En primer lugar, ajustamos mediante Gaussianas cada uno de los picos de emisión (es decir, el violeta y el rojo), siempre que no estén significativamente contaminados, y después calculamos la media entre sus dos velocidades radiales resultantes para obtener la velocidad radial sistémica. El ajuste de cada pico se realiza sobre un rango muy estrecho, de muy pocos píxeles, en torno al pico, pues según hemos comprobado el perfil del pico se separa significativamente de la función Gaussiana al considerar rangos más amplios. En este punto, debemos aclarar que los picos de absorción intermedios entre las dos emisiones (las llamadas líneas de capa; Hanuschik 2000) no son adecuados para medir la velocidad radial del sistema por las siguientes razones: porque la absorción está producida solo por el material interpuesto entre la estrella central y el observador, que puede ser, no ser, o ser solo en parte el del disco y tener una velocidad diferente; y porque además esta absorción está contaminada por las emisiones (y por tanto, afectada por su asimetría), especialmente por culpa de una resolución espectral insuficiente en nuestro caso. El segundo método que empleamos es el de simetrización (Pari-mucha y Škoda 2007), que consiste en encontrar visualmente el eje de simetría óptimo para el cual el perfil simétrico se ajusta mejor al perfil real cuando ambos se superponen; la lon-

¹Original en inglés: *steeple shape*. Para entender a qué se refiere esta analogía, el lector puede imaginarse la silueta de una iglesia vista desde uno de sus laterales, con una nave alargada pero de poca altura, y una torre alta y afilada

gitud de onda correspondiente a ese eje de simetría nos proporciona la velocidad radial que estamos buscando. Como este último método tiene cierto grado de subjetividad, preferiremos el primero y haremos solo un uso comparativo de los resultados del segundo.

En la Tabla 4.1 se listan todas las características espectrales detectadas en al menos uno de los dos candidatos a estrellas FS CMa (es decir, aquellas etiquetadas en la Fig. 4.2), y se presentan las velocidades radiales correspondientes. Los dos métodos de medida de líneas de doble pico antes explicados arrojan en todos los casos los mismos resultados dentro de sus errores. Concretamente, la máxima discrepancia entre ellos es de 4 km s^{-1} , que es aproximadamente la mitad de la mínima incertidumbre que se espera (que es una décima parte de la resolución espectral en velocidad; véase Sec. 2.2.2).

La manera más segura de obtener información a partir de los resultados que se muestran en la Tabla 4.1 consiste en comparar las líneas de hidrógeno, pues así evitamos que las regiones de formación de línea dependan de abundancias o de estructuras de ionización. Además, el hecho de que las tres líneas de H de las que disponemos sean de la serie de Brackett (nivel inferior $n = 4$) simplifica mucho la situación: cuanto mayor sea el nivel superior, menor es la fuerza de oscilador de la transición, y por tanto más densidad requerirá la línea para formarse, es decir, más cerca de la estrella se formará. A partir de las mediciones de velocidad radial de Mc20-16 y Mc70-14, se observa que la diferencia entre los picos violeta y rojo aumenta con el nivel electrónico superior, es decir, disminuye con el radio. Esta forma decreciente de la velocidad del material del disco con el radio es consistente con una rotación Kepleriana.

Aunque la contribución del disco, en forma de líneas de emisión de doble pico, sea la predominante, se pueden observar en el espectro de Mc70-14 dos líneas débiles de He I (en 1.701 y $2.113 \mu\text{m}$) que aparecen en absorción pura, y que por tanto son fotosféricas. Midiendo sobre la línea de $1.701 \mu\text{m}$ la velocidad de rotación proyectada mediante el metodo presentado por Simón-Díaz y Herrero (2014), obtenemos un límite superior $v \sin i < 70 \text{ km s}^{-1}$. En Mc20-16, en cambio, no hay líneas de absorción pura, pero sí una línea de emisión que no parece de disco, pues tiene un solo componente muy desplazado hacia el rojo. Se trata de la línea de He I en $1.701 \mu\text{m}$, para cuyo pico medimos una velocidad de 235 km s^{-1} (Tabla 4.1). Su asimetría y la gran velocidad medida en su pico apuntan a que este rasgo espectral se forma en un viento polar muy veloz.

Para obtener las velocidades radiales sistémicas (o lo que es lo mismo, de los componentes estelares subyacentes) de Mc20-16 y Mc70-14, hacemos el promedio de todas las velocidades medias presentadas en la Tabla 4.1 (incluyendo las que tienen solo un pico central por ser de absorción pura, pero excluyendo por supuesto la línea de $1.701 \mu\text{m}$ formada en el viento polar de Mc20-16). Los resultados obtenidos son $v_{\text{LSR}}^{\text{Mc20-16}} = (45 \pm 6) \text{ km s}^{-1}$ y $v_{\text{LSR}}^{\text{Mc20-16}} =$

Tabla 4.1: Rasgos espectrales detectados e identificados en los candidatos a estrellas FS CMa cuyos espectros se presentan en la Fig. 4.2, y velocidades radiales medidas en sus picos.

$\lambda_{\text{vacío}}$ [μm]	Ión	$v_{\text{LSR}}^{\text{Mc20-16}}$ [km s $^{-1}$]		$v_{\text{LSR}}^{\text{Mc70-14}}$ [km s $^{-1}$]	
		Viol./Rojo	media	Viol./Rojo	media
1.67648	Mg II	-97/SPLV	?	-171/SPLV	?
1.67733	[Fe II]	SPLV/SPLV	?	SPLV/SPLV	?
1.67809	[Fe II]	-56/146	45	-187/6	-90.5
1.67918	Fe II]	No se detecta		SPLV/SPLV	?
1.68045	Mg II	No se detecta		SPLV/SPLV	?
1.68111	H I	-82/157	37.5	-186/-5	-95.5
1.68778	Fe II]	-62/142	40	-173/0	-86.5
$\sim 1.6905^a$?	—	—	—	—
1.70070	He I	235 ^b		(1 pico)	-95
1.73096	Fe II]	No se detecta		-170/SPLV	?
1.73225	Fe II]	-79/SPLV	?	SPLV/SPLV	?
1.73295	Fe II]	SPLV/SPLV	?	SPLV/SPLV	?
1.73432	Fe II]	SPLV/135	?	SPLV/21	?
1.73668	H I	-79/155	38	-174/-9	-91.5
1.74045	Fe II]	-97/SPLV	?	-172/SPLV	?
1.74167	Mg II	SPLV/SPLV	?	SPLV/SPLV	?
1.74188	Fe II]	SPLV/SPLV	?	SPLV/SPLV	?
1.74541	[Fe II]	No se detecta		-214/DPRTI	?
1.74586	Mg II	No se detecta		DPRTI/-4	?
2.05869	He I	-85/179	47	-173/0	-86.5
2.08938	Fe II]	-27/137	55	-191/-29	-110
2.11258	He I	No se detecta		(1 pico)	-114
2.13748	Mg II	-99/190	45.5	-200/-27	-113.5
2.14380	Mg II	Picos sin resolver		-169/-47	-108
2.16612	H I	-39/143	52	-141/-36	-88.5
$\sim 2.1867^a$?	No se detecta		—	—

Notas. Las interrogaciones denotan datos desconocidos. En los casos en que la velocidad radial no ha podido ser calculada, la causa de ello se explica brevemente, utilizando en su caso las siguientes abreviaturas: SPLV, SuperPosición con Línea Vecina; DPRTI, Distorsión de Pico por Rasgo Telúrico Intenso.

(^a) Líneas detectadas pero no identificadas, cuyas longitudes de onda en vacío han sido estimadas asumiendo que sus velocidades radiales son aproximadamente coincidentes con las del resto de líneas.

(^b) Este valor no se tiene en cuenta para hallar después la velocidad radial de Mc20-16, por tratarse de una línea que no es ni fotosférica ni proveniente del disco circunestelar (véase la correspondiente discusión en el texto).

$(-98 \pm 11) \text{ km s}^{-1}$, donde se ha tomado como incertidumbre la desviación típica de cada conjunto de medidas. Estos valores son totalmente compatibles con los de sus respectivos cúmulos ($v_{\text{LSR}}^{\text{Mc20}} = (43 \pm 13) \text{ km s}^{-1}$, Sec. 3.2.1; $v_{\text{LSR}}^{\text{Mc70}} = (-95 \pm 16) \text{ km s}^{-1}$, Sec. 3.2.1). El hecho de que las velocidades radiales de los dos candidatos a estrella FS CMa estén centradas en la distribución de velocidades de sendos cúmulos implica una baja probabilidad de que la velocidad radial esté significativamente afectada por una hipotética binariedad de estos objetos.

Por supuesto, el hecho de que esa hipotética binariedad no afecte significativamente a las velocidades radiales no implica en absoluto que podamos descartar que Mc20-16 y/o Mc70-14 sean estrellas binarias. De hecho, no sería del todo inesperado que fueran binarias, puesto que una fracción significativa de las estrellas FS CMa están ya confirmadas como binarias (Miroshnichenko 2007; Miroshnichenko et al. 2011a; Miroshnichenko y Zharikov 2015). En principio, no es visible ningún signo de binariedad en los espectros de la Fig. 4.2, pero eso simplemente puede ser debido a que la compañera sea bastante menos luminosa (y por tanto más fría). Utilizando los argumentos de la Sec. 3.1.5, y teniendo en cuenta que la S/N de los espectros de la Fig. 4.2 es aproximadamente igual a la mencionada en dicha sección (100-150), llegamos al mismo resultado: la luminosidad en banda K del componente secundario tiene que ser al menos 3 veces la del componente primario, o de forma equivalente, $\Delta K > 1.2$.

Veamos hasta qué punto se puede constreñir el tipo espectral de las estrellas subyacentes en base a los rasgos espectrales presentados en la Fig. 4.2 y según lo descrito hasta ahora. Dado que el material circunestelar tiene, en general, temperatura menor que la de las fotosferas, los rasgos de disco solo proporcionan límites inferiores para T_{eff} . Por un lado, la línea de He II en $2.059 \mu\text{m}$ solo se espera en emisión para estrellas con disco más tempranas que B2.5 (Clark y Steele 2000). Por otro, límites más restrictivos se pueden establecer en base a otros rasgos de He I, siempre teniendo en cuenta que sus componentes fotosféricos se presentan muy diluidas por la contribución del disco, que es la que domina los espectros de Mc20-16 y Mc70-14. Las absorciones de $1.701 \mu\text{m}$ y $2.113 \mu\text{m}$ disminuyen su intensidad hacia subtipos B más tardíos, siendo dicha disminución más abrupta hacia menores luminosidades (Hanson et al. 1996, 1998), y precisamente se espera que los candidatos a estrella FS CMa sean poco luminosos por su escaso brillo, tal como se aprecia en la Fig. 4.1. Para una hipotética estrella de tipo B2V o más tardía, los rasgos de absorción mencionados ya deberían ser lo suficientemente débiles como para no ser observados debido a la muy superior contribución del disco, así que su presencia en el espectro de Mc70-14 indica necesariamente tipos B1.5 o más tempranos. Para Mc20-16, el hecho de que la línea de He I se presente en emisión favorece los tipos más tempranos, menores a B1. Y en cuanto al límite superior de temperatura, la no detección de absorciones de He II implica que estas no existen o son mucho más débiles que la contribución

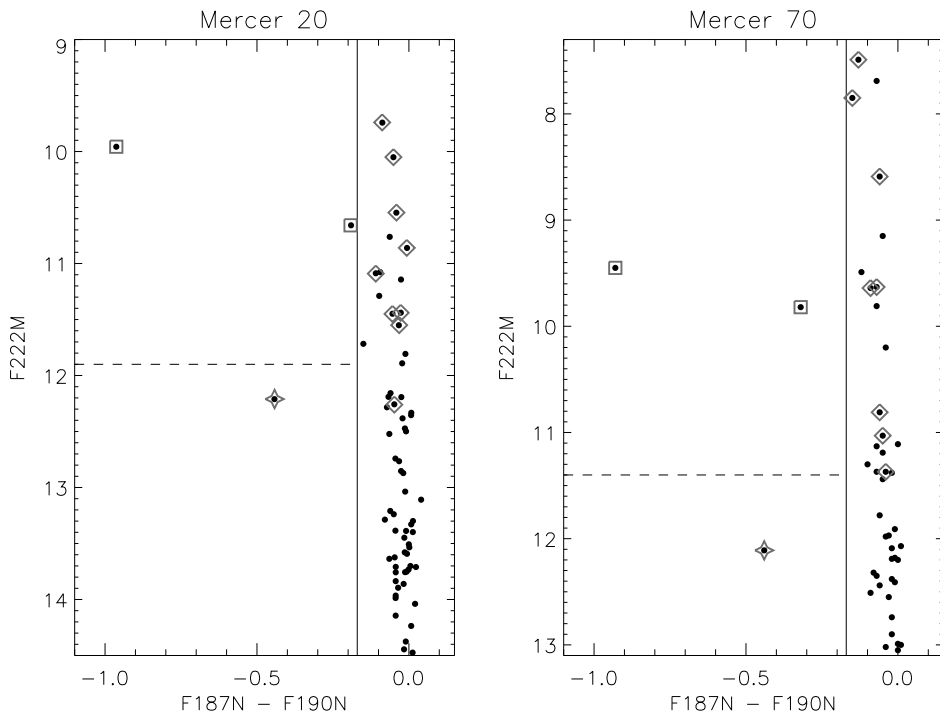


Figura 4.3: Diagramas fotométricos de P_α (con emisión en negativo) frente a $F222M$ para los datos de NICMOS/HST de los cúmulos Mercer 20 y Mercer 70. Los miembros confirmados espectroscópicamente en las Secs. 3.2.1 y 3.2.3 aparecen marcados con símbolos grises, los cuales tienen el mismo significado que en las Figs. 3.21 y 3.36 (véanse sus leyendas). Las líneas continuas representan la separación adoptada entre objetos que emiten y no emiten en P_α (véase texto), y la discontinua se sitúa a la altura de la magnitud relativa $F222M$ aproximada que tendrían sendos miembros calientes del cúmulo de magnitud absoluta $M_K \sim 4$.

del disco, lo cual ocurre para tipos O9 o más tardíos.

En definitiva, hemos inferido un tipo O9-B0.5 para el componente estelar de Mc20-16 y O9-B1.5 para la de Mc70-14.

Propiedades fotométricas: componentes estelar y circunestelar

Tal como discutimos a partir de la apariencia de los candidatos a estrella FS CMa en las imágenes de NICMOS/HST (Fig. 4.1), estos objetos presentan unas características fotométricas distintivas, al menos en el NIR: son muy brillantes en la banda estrecha correspondiente a P_α y, simultáneamente, poco brillantes en fotometría de banda ancha. Para poder expresarlo de forma más cuantitativa y mostrarlo de forma visual, confeccionamos un diagrama P_α -magnitud para cada uno de los cúmulos huésped (Mercer 20 y Mercer 70) y marcamos

en ellos los miembros confirmados espectroscópicamente, usando los datos fotométricos de las Tablas 3.15 y 3.19. A la vista del resultado (Fig. 4.3), establecemos un límite empírico de $F187N - F190N \approx -0.17$ para separar los emisores intensos (estrellas WR, Of/WN y candidatas a FS CMa) de las estrellas OB normales, aunque lo último incluya algunos emisores débiles en P_α .

Al igual que el límite definido en P_α para distinguir los emisores intensos de los que no lo son, podemos buscar un límite en magnitud absoluta que sirva para establecer una distinción entre lo que hemos llamado objetos muy brillantes y poco brillantes, es decir, que sirva para diferenciar entre los regímenes de magnitud de estrellas post-MS con líneas de emisión intensas y el que tendrían las posibles estrellas FS CMa. La estrella FS CMa más luminosa posible es también la más caliente posible (debido a que estas estrellas se distribuyen en el HRD cerca de la secuencia principal), lo cual implica que el tipo espectral de esa hipotética estrella sería O9 (Miroshnichenko 2007). Utilizando la calibración de Martins y Plez (2006), esto es equivalente a decir que la magnitud absoluta del componente estelar debe cumplir $M_K \approx -3.3$. Para tener en cuenta la contribución del disco, aunque solo sea para tener una idea aproximada, duplicaríamos la luminosidad en banda K de la estrella, obteniendo finalmente un límite superior $M_K \sim -4$. Casualmente, este valor coincide más o menos con la magnitud de las estrellas WR menos luminosas en la Vía Láctea (véase Crowther et al. 2006). Para los coeficientes de extinción y las distancias calculados en las Secs. 3.2.1 y 3.2.3, y usando además las ecuaciones 3.15 y 3.16 para efectuar la transformación de sistema fotométrico, obtenemos que el límite $M_K \sim -4$ es equivalente a $F222M \sim 11.9$ en el caso de Mercer 20 y a $F222M \sim 11.4$ en el de Mercer 70 (líneas discontinuas en la Fig. 4.3).

De esta forma, hemos encontrado una región en el diagrama $P_\alpha - F222M$ de cúmulos de este tipo (joven y masivo, más específicamente con estrellas Wolf-Rayet) donde estarían localizadas en exclusiva los candidatos a estrellas FS CMa, pues no se conoce otro tipo de estrellas con características fotométricas absolutas similares a las descritas para estos objetos, al menos hasta el momento. Esto nos permite utilizar dichas características fotométricas como criterio para buscar otros objetos similares en cúmulos del mismo tipo, como expondremos en detalle más adelante (en la Sec. 4.1.2).

Por otra parte, hay que recordar aquí que una de las características distintivas del fenómeno B[e], y en particular de las estrellas FS CMa, tiene que ver con su exceso infrarrojo (nos remitimos al Apéndice A para mayores detalles). Así que, en la medida de lo posible, dicho exceso debe ser analizado para poder evaluar la pertenencia de Mc20-16 y Mc70-14 a los tipos estelares mencionados. Con este propósito, tratamos de recopilar datos fotométricos adicionales, y en concreto conviene que sean de longitudes de onda más largas que las hasta

aquí consideradas, ya que el exceso máximo en las estrellas FS CMa se espera en el infrarrojo medio (Miroshnichenko 2007; Miroshnichenko et al. 2007). Desafortunadamente, los instrumentos capaces de observar el infrarrojo medio en la actualidad tienen un poder de resolución espacial significativamente menor que los del NIR, con lo que la detección de objetos situados a muy pocos segundos de arco de otros mucho más luminosos (como es el caso de Mc20-16 y Mc70-14; ver Fig. 4.1) se complica enormemente. Así, basta una simple visualización de los datos públicos correspondientes a los instrumentos WISE (Wright et al. 2010) y MIPS/Spitzer (Rieke et al. 2004) para comprobar la imposibilidad de resolver espacialmente las zonas densas de Mercer 20 y Mercer 70 donde los candidatos a estrellas FS CMa están emplazados. En cambio, los datos del sondeo público GLIMPSE, tomados con IRAC/Spitzer (Fazio et al. 2004), sí que cuentan con la resolución espacial suficiente (entre 1.5'' y 2'') como para resolver estos objetos, al menos en principio. Sin embargo, en el catálogo de GLIMPSE solo figura Mc20-16, mientras que Mc70-14 no pudo ser medido por culpa de la contaminación de cuatro estrellas mucho más brillantes situadas a menos de 3'' de distancia angular (véanse Figs. 3.35 y 4.1), incluyendo a la estrella más brillante del cúmulo, Mc20-01.

Para construir la Distribución Espectral de Energía (SED) de Mc20-16, desenrojecemos los datos de GLIMPSE mediante la ley de extinción de Indebetouw et al. (2005), y los datos de UKIDSS (Tabla 3.15) utilizando la ecuación 3.4 con los siguientes resultados de la Sec. 3.2.1: $A_\lambda = \lambda^{-(1.94 \pm 0.21)}$; $A_K = \bar{A}_K^{Mc20} = 1.15 \pm 0.14$. Con el propósito de comparar la SED de Mc20-16 con la de otro miembro del cúmulo de tipo espectral similar pero sin disco, llevamos a cabo el mismo cálculo con Mc20-17, cuyo tipo espectral es O9-B2 III-V (Tabla 3.14). Sin embargo, por el hecho de que esta última estrella parece estar algo más enrojecida debido a una posible extinción diferencial (que a su vez puede tener que ver con su gran separación angular respecto del centro del cúmulo; véase Fig. 3.19), preferimos emplear su coeficiente de extinción particular, $A_K^{Mc20-17} = 1.35$, en lugar del promedio del Mercer 20. El resultado de todo ello se muestra en la Fig. 4.4, donde también se ha representado la distribución de Planck cuerpo negro con $T = 28\,000\text{K}$ y $R = 5R_\odot$ a la distancia de Mercer 20, $d = (8.2 \pm 1.3)\text{ kpc}$ (Sec. 3.2.1). Estos valores se corresponderían aproximadamente con los modelos evolutivos de Ginebra (Ekström et al. 2012) de masa inicial en torno a $12 M_\odot$ a edades de 5 o 6 Myr (aunque con ligeras variaciones dependiendo de la velocidad de rotación), y según Pecaut y Mamajek (2013) también se correspondería con una estrella de tipo espectral B0.5-1 V.

Tal como esperaríamos, la Fig. 4.4 muestra cómo la SED de Mc20-17 tiene aproximadamente la misma pendiente que la del cuerpo negro. En comparación, la SED de Mc20-16 muestra un notable exceso de color con un máximo en la banda de $5.8\text{ }\mu\text{m}$ de IRAC/Spitzer además y un claro decrecimiento en la de $8.0\text{ }\mu\text{m}$ que probablemente sea indicativo de lo com-

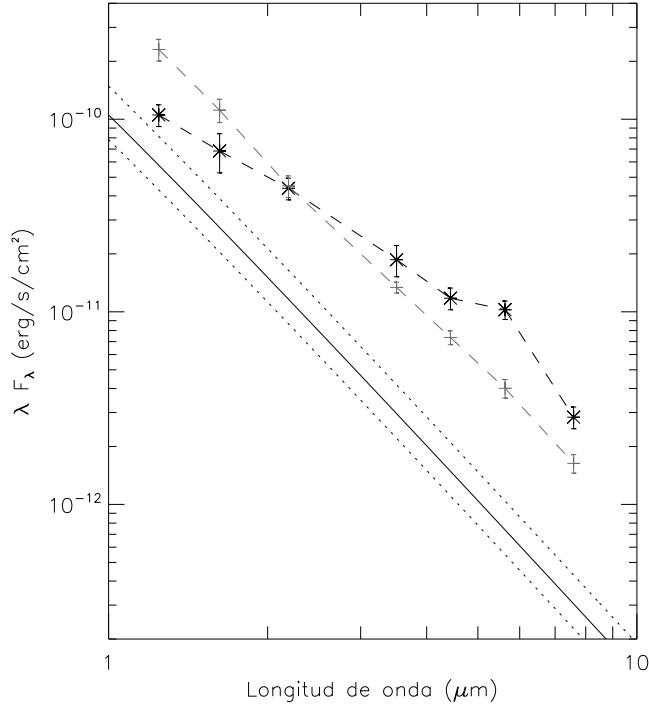


Figura 4.4: Distribución espectral de energía (desenrojecida) de Mc20-16 (negro) y comparación con la de Mc20-17 (gris). También se dibuja la curva correspondiente a un cuerpo negro de radio $5R_{\odot}$ y de temperatura 28 000 K situado a (8.2 ± 1.3) kpc (línea continua; el error causado por la incertidumbre en la distancia está representado por líneas de puntos).

pacto que es el disco circunestelar. Hacia las longitudes de onda más cortas representadas en la Fig. 4.4, la densidad de flujo de Mc20-16 se aproxima al cuerpo negro que también dibujamos. Todo ello es compatible con que el radio y la luminosidad de la estrella subyacente se correspondan con tipos B tempranos de secuencia principal.

Como para Mc70-14 no podemos construir la SED en el mismo rango que en el caso de Mc20-16, nos tenemos que limitar a la fotometría disponible en el NIR para medir el exceso de color de Mc70-14 y compararlo con el de Mc20-16. Hallamos los excesos en el color $F160W - F222M$ a partir de la fotometría NICMOS/HST (Tablas 3.15 y 3.19) y de sus valores intrínsecos $(F160W - F222M)_0$. Para esto último, tomamos los valores de (Ducati et al. 2001) para estrellas B0-1 V y los transformamos al sistema de NICMOS/HST mediante las ecuaciones 3.15 y 3.16. Los excesos de color resultantes, $E_{(F160W-F222M)}^{\text{Mc20-16}} = 1.37 \pm 0.05$ y $E_{(F160W-F222M)}^{\text{Mc70-14}} = 1.06 \pm 0.05$, incluyen tanto los efectos circunestelares como interestelares. Para sustraer estos últimos, asumiremos que Mc20-16 y Mc70-14 sufren el mismo

enrojecimiento interestelar que el resto de los miembros confirmados de los cúmulos huésped. Tomaremos para ello los promedios de exceso de color para las estrellas OB que no muestren signos de enrojecimiento anormal (es decir, las mismas que utilizamos para cálculos espectrofotométricos en las Secs. 3.2.1 y 3.2.3, respectivamente); estos promedios dan como resultado $E_{\text{interst}}^{\text{Mc20}} = 0.93 \pm 0.07$ y $E_{\text{interst}}^{\text{Mc70}} = 0.79 \pm 0.11$, donde los errores expresan su desviación típica. Después de la sustracción, se obtiene que las contribuciones circunestelares al exceso de color son $E_{\text{CS}}^{\text{Mc20-16}} = 0.44 \pm 0.12$ y $E_{\text{CS}}^{\text{Mc70-14}} = 0.27 \pm 0.16$. Estos resultados nos permiten confirmar que Mc70-14 también presenta un exceso infrarrojo, aunque algo menor que el de Mc20-16.

Si comparamos la SED de Mc20-16 (Fig. 4.4) con las de estrellas FS CMa publicadas por Miroshnichenko et al. (2007, Fig. 20) y Miroshnichenko et al. (2011a, Fig. 1), queda claro que Mc20-16 y Mc70-14 tendrían los excesos infrarrojos más débiles de todo el conjunto observado. Esta debilidad relativa no es del todo inesperada, teniendo en cuenta que los candidatos a estrella FS CMa aquí presentados estarían entre los de tipo más temprano de su clase (véase Apéndice A), y por tanto entre los más calientes, lo que implica una destrucción más eficiente del polvo del disco. De la misma manera, la presencia de un intenso campo de radiación ultravioleta creado por otras estrellas masivas muy cercanas (como es el caso de Mercer 20 y Mercer 70) tiene un fuerte efecto en la fotoevaporación de los discos, tal como demostraron Hollenbach y Adams (2004). Esto último no solo sería una causa de la debilidad de los discos Mc20-16 y Mc70-14, sino también de que el decrecimiento de la SED empieza tan hacia el azul como en el caso de Mc20-16 (a $\sim 7 \mu\text{m}$; Fig. 4.4), ya que la fotoevaporación afectaría especialmente a las zonas externas de los discos.

Por último, la pertenencia de los candidatos a estrella FS CMa a los cúmulos Mercer 20 y Mercer 70 nos permite calcular sus magnitudes absolutas con una precisión sin precedentes para este tipo de objetos. Como las calibraciones de magnitudes y colores (tal como se explicó en la Sec. 3.1.4) se suelen tabular en el sistema fotométrico de Johnson-Glass (Bessell y Brett 1988) o similares, preferiremos efectuar los cálculos en la banda K el sistema fotométrico de WFCAM/UKIRT, que frente al de NICMOS/HST, se parece mucho más a la banda K estándar de Johnson-Glass, como queda claro al comparar las curvas de transmisión presentadas por Hewett et al. (2006, Fig. 1) con Bessell (2005, Fig. 4). Para Mc20-16 ya disponemos de la magnitud correspondiente (Tabla 3.15), pero para Mc70-14 tenemos que aplicar una transformación entre $F222M$ y K . Aunque la ecuación 3.16 exprese una transformación entre estos dos filtros, solo es aplicable a las estrellas OB normales de Mercer 20 (véase Sec. 3.2.1), que son significativamente más azules que Mc20-16 (Fig. 3.21) y, además, espectroscópicamente diferentes. Por tanto, consideramos más adecuado tomar $F222M - K = 0.30$ de la fotometría

de Mc20-16, que es en color y espectro más similar a Mc70-14, para aplicarlo a esta última.

Así, introduciendo en la ecuación 3.5 los resultados de extinción interestelar y distancia hallados para Mercer 20 y Mercer 70 en las Secs. 3.2.1 y 3.2.3, se obtienen las siguientes magnitudes absolutas: $M_K^{\text{Mc20-16}} = -3.8 \pm 0.5$; $M_K^{\text{Mc70-14}} = -3.4 \pm 0.4$. Estos valores incluyen toda la radiación en banda K emitida por el conjunto de estrella y disco, pero también están afectados por la extinción circunestelar. Se puede llegar a una estimación en orden de magnitud de la contribución circunestelar total (es decir, lo que suma el flujo del disco y lo que resta la extinción circunestelar) a partir de la figura 4.4, donde el exceso en banda K debido al material circunestelar en torno a Mc20-16 parece ser 0.5 dex en flujo, lo cual es equivalente a algo más de una 1 mag. Como sabemos que el exceso infrarrojo de Mc70-14 debe ser algo menor, pero no mucho menor que el de Mc20-16, en banda K debe ser de algo menos que 1 mag. Restando la contribución circunestelar, se obtiene para las dos estrellas subyacentes magnitudes absolutas de $M_K^{\text{estelar}} \sim -2.5$. Como las estrellas en torno a B0V tienen colores intrínsecos $(V - K)_0 \approx 1.0$ (Ducati et al. 2001; Pecaut y Mamajek 2013), esto es equivalente a magnitudes visuales $M_K^{\text{estelar}} \sim -3.5$, lo cual es consistente con un tipo espectral aproximado de B0.5V según la calibración de Straizys y Kuriliene (1981), para la cual $M_K^{(\text{B0V})} = -4.0$, $M_K^{(\text{B1V})} = -3.3$. Por tanto, este sería, de forma exacta, el subtipo espectral más probable para las estrellas subyacentes de los dos candidatos a estrella FS CMa.

Discusión

Las evidencias observacionales presentadas hasta aquí permiten confirmar la presencia del fenómeno B[e] en Mc20-16 y Mc70-14 a través de sus criterios definitorios (Lamers et al. 1998):

- Hemos confirmado que su clasificación espectral está entre O9 y A2.
- Hemos detectado un significativo exceso infrarrojo en estos objetos a través de la SED de Mc20-16 (Fig. 4.4) y comparación de resultados fotométricos.
- Hemos identificado en sus espectros (Fig. 4.2) líneas metálicas prohibidas con bajo estado de ionización (específicamente, de [Fe II]).

Para discriminar entre los subtipos concretos en que se divide el conjunto de objetos con el fenómeno B[e] (Lamers et al. 1998; Miroshnichenko 2007, véase también el Apéndice A), nos basaremos en su pertenencia a las poblaciones estelares coetáneas y codistantes de Mercer 20 y Mercer 70. Dicha pertenencia puede considerarse demostrada de forma concluyente gracias a la concurrencia de las siguientes evidencias:

1. Las velocidades radiales de Mc20-16 y Mc70-14 son compatibles con la de sus cúmulos huésped, lo cual implica que están situados en los mismos brazos espirales (Sagitario-Carina y Norma, respectivamente; véanse Secs. 3.2.1 y 3.2.3).
2. El hecho de que Mc20-16 y Mc70-14 sean estrellas masivas azules cuya línea de visión coincide exactamente con las regiones centrales de sendos cúmulos (véanse Figs. 3.19 y 3.35) hace que sea extremadamente improbable que sean objetos no relacionados con los cúmulos pero superpuestos fortuitamente².
3. Los HRDs de Mercer 20 (Fig. 3.22) y Mercer 70 (Fig. 3.37) no muestran señales de dispersiones de edad significativas. Al menos, no más allá de los rangos de incertidumbre con que hemos calculado tales edades en las Secs. 3.2.1 y 3.2.3.
4. Del estudio del medio circundante en torno a Mercer 20 (Fig. 3.23) y Mercer 70 (Fig. 3.38), y especialmente de la distribución de YSOs (para Mercer 20, véase también Dierenzi et al. 2012, Fig. 11d), hemos comprobado la ausencia de formación estelar reciente en los cúmulos o sus regiones más próximas. En particular, la formación estelar parece haberse inhibido en Mercer 20, induciendo a su vez un brote posterior en la región G044.3+0.1 (Sec. 3.2.1), mientras que la formación de Mercer 70 parece ser consecuencia de un solo brote de formación estelar aislado.

Los dos primeros argumentos demuestran la membresía de Mc20-16 y Mc70-14 a los YMCs Mercer 20 y Mercer 70, respectivamente. Esto permite confirmar la condición de co-distantes con sus cúmulos huésped, validando por ello los cálculos de magnitud absoluta efectuados más arriba. Por otra parte, el tercer argumento confirma que Mercer 20 y Mercer 70 están formados por estrellas coetáneas, mientras que del cuarto se deduce que dichos cúmulos no han sufrido un brote de formación estelar posterior al que puedan pertenecer Mc20-16 y Mc70-14. Por tanto, los puntos tercero y cuarto nos habilitan a asignar a los candidatos a estrella FS CMa las edades de los cúmulos. En definitiva, queda demostrado que Mc20-16 tiene una edad de entre 5.0 y 6.5 Myr, y Mc70-14, entre 3.5 y 5.5 Myr.

El límite inferior común de estos rangos de edades, es decir, la edad mínima de 3.5 Myr, es mucho mayor que la duración de la fase pre-MS para objetos tan masivos como los que corresponden a tipos B0-1V, ~ 0.1 Myr (Bressan et al. 2012). Esto elimina completamente la posibilidad de que el disco circunestelar sea de origen pre-MS, por lo que queda descartada la clasificación³ HAeB[e] para Mc20-16 y Mc70-14. Un razonamiento similar para el límite

²Nunca ha sonado creíble la consabida excusa de “yo solo pasaba por ahí...”

³Las subclases de objetos con el fenómeno B[e] que se mencionan a lo largo de este párrafo aparecen detalladamente explicadas en el Apéndice A

superior (6.5 Myr), basado en el tiempo de vida en la MS (15-20 Myr según los modelos de Ginebra; Ekström et al. 2012), nos permite descartar los subtipos sgB[e] y cPNB[e], ambos asociados a etapas más evolucionadas. Además, si se tratara de estrellas sgB[e], Mc20-16 y Mc70-14 tendrían que mostrarse bastante más brillantes de lo que realmente son (compárense sus posiciones en los CMDs de las Figs. 3.21 y 3.36 con los de las supergigantes B que les acompañan en los mismos cúmulos). Finalmente, entre las posibilidades alternativas a la de estrella FS CMa, solo queda por contemplar la posibilidad de que los dos objetos B[e] sean del subtipo Symb[e], pero ello implicaría la presencia de una compañera gigante o supergigante roja con la misma edad. Las edades de Mc20-16 y Mc70-14 no prohíben la presencia de RSGs, pero sí la hacen muy improbable. En particular, los modelos de Ginebra sin rotación (Ekström et al. 2012) para estrellas tan masivas como $M_{\text{ini}} \sim 60 M_{\odot}$ predicen fases de RSG que son, no obstante, extremadamente breves (Georgy et al. 2012) y por tanto muy difícilmente observables. Afortunadamente, sí se puede descartar la presencia de una compañera RSG en base a un argumento observacional: Ni Mc20-16, ni Mc70-14 muestran signos en su espectro de hipotéticas compañera frías y luminosas que, de ser este el caso, dominarían la luminosidad de los sistemas binarios, especialmente longitudes de onda infrarrojas.

Aquí debemos aclarar que en los argumentos anteriores hemos tomado como referencia modelos evolutivos de estrellas individuales, pero esto puede no corresponderse con la realidad. De hecho, las explicaciones más usuales del origen del fenómeno B[e] en estos objetos están relacionadas con su hipotética binariedad (ver Apéndice A y las referencias que en él aparecen). Así que, si los parámetros observacionales estuvieran de alguna manera afectados por la evolución binaria, entonces la masa de la estrella que muestra el fenómeno B[e] podría ser algo diferente a las $\sim 12 M_{\odot}$ que le correspondería, como discutimos más arriba, por su tipo espectral. Aún así, cambios pequeños, o incluso moderados, en la masa de la estrella no afectarían a las discusiones anteriores sobre su estado evolutivo, ya que en el rango de edades de Mercer 20 y Mercer 70 (y teniendo en cuenta la cualidad de coetáneos para cada uno de ellos), las estrellas pre-MS solo se esperarían para $M_{\text{ini}} \lesssim 2 M_{\odot}$ (Bressan et al. 2012), y las de post-MS para $M_{\text{ini}} \gtrsim 25 M_{\odot}$ (Ekström et al. 2012).

Al haber descartado todas las alternativas de subclase de objeto B[e], solo queda la posibilidad de que Mc20-16 y Mc70-14 sean estrellas FS CMa. Y es más, hasta donde hemos podido averiguar, las propiedades observacionales definitorias de las estrellas FS CMa parecen cumplirse, a saber: los dos objetos tienen luminosidades correspondientes a la MS, y al menos uno de ellos (Mc20-16) tiene un exceso de flujo que disminuye bruscamente hacia el infrarrojo medio (Fig. 4.4).

Esta confirmación supone la primera detección de estrellas FS CMa en poblaciones coetáneas, y una implicación esencial de este descubrimiento es que se han podido calcular por primera vez, edades precisas para este tipo de objetos. Estas edades nos permiten eliminar completamente una de las hipótesis formuladas por Miroshnichenko et al. (2013), consistente en que las estrellas FS CMa sean binarias post-AGB de masa intermedia. La incompatibilidad de las edades de Mercer 20 y Mercer 70 con tales objetos puede mostrarse, por ejemplo, mediante los modelos evolutivos de Ginebra (Ekström et al. 2012), que prohíben la formación de estrellas AGB para edades menores que 30 Myr.

4.1.2. Población Galáctica de estrellas FS CMa en cúmulos

Busqueda de candidatos en otros cúmulos masivos

Como se sugirió en la Sec. 4.1.1, el diagrama de magnitud $F222M$ frente a emisión en Paschen- α (Fig. 4.3) podría servir para seleccionar nuevos candidatos a estrellas FS CMa. La selección se basaría en que las estrellas FS CMa confirmadas de Mercer 20 y Mercer 70 son las únicas que cumplen simultáneamente los dos siguientes criterios: emisión intensa en Paschen- α (definida como $F187N - F190N < -0.17$) y magnitud en $F222M$ mucho mayor que las estrellas WR del mismo cúmulo. Fijándonos en el diagrama citado, y teniendo en cuenta que las luminosidades de Mc20-16 y Mc70-14 están entre las mayores de las asociadas al rango de tipos espectrales esperados para las estrellas FS CMa (O9-A2), ese “mucho menor” significaría aproximadamente entre 2 y 6 magnitudes de diferencia. Al tratarse de un criterio de selección empírico basado en una muestra aún muy pequeña de emisores intensos en solo dos YMCs, no podemos ser más exactos.

Basándonos en los criterios fotométricos arriba explicados, llevamos a cabo una búsqueda de nuevos candidatos a estrellas FS CMa en YMCs con estrellas WR confirmadas. Por la naturaleza del método, solo podemos aplicarlo a aquellos YMCs con fotometría disponible en Paschen- α , lo cual, además, implica restringirse a las observaciones de NICMOS/HST (Sec. 2.1.1). Las únicas observaciones que cumplen tales condiciones son, en primer lugar, las de los 7 YMCs confirmados en el programa #11545 del HST (cinco de ellos caracterizados en esta tesis y los otros dos, Danks 1 y Danks 2, por Davies et al. 2012a). Y en segundo lugar, se dispone de las observaciones de la región del Centro Galáctico presentadas por Wang et al. (2010) y Dong et al. (2011), cuya cobertura espacial abarca los cúmulos del Quintuplete de los Arcos y el del Centro Galáctico.

Comenzamos con los cúmulos caracterizados en el Capítulo 3 con observaciones NICMOS/HST disponibles. Además de en Mercer 20 y Mercer 70, examinamos cuidadosamente

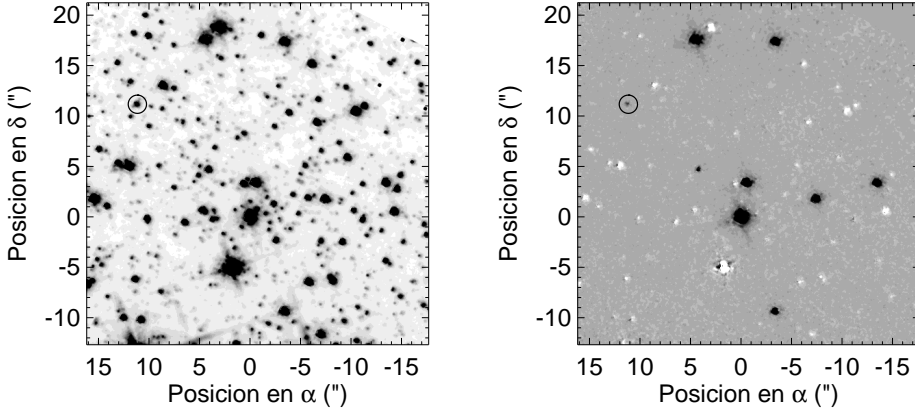


Figura 4.5: Porciones de las imágenes NICMOS/HST presentadas en la Fig. 2.5, correspondientes a la región central de Mercer 81, donde se marca con una circunferencia la posición del candidato a estrella FS CMa, Mc81-28. El panel izquierdo corresponde al filtro F222M, y el derecho a la sustracción de imágenes F187N – 190N. El origen de coordenadas se ha establecido en el centro del cúmulo, definido en la Sec. 3.2.4 como la posición del miembro Mc81-02.

Tabla 4.2: Coordenadas y fotometría de nuevos candidatos a estrella FS CMa encontradas en Mercer 81, Danks 1 y el Cúmulo del Quintuplete

Objeto	Ascensión recta	Declinación	$F160W$	$F222M$	$F187N - F190N$
Mc81-28	$16^h40^m30.73^s$	$-46^\circ23'17.8''$	16.05	13.88	-0.26
D1-13	$13^h12^m29.23^s$	$-62^\circ42'06.9''$	11.89	11.28	-0.20
D1-14	$13^h12^m26.98^s$	$-62^\circ42'03.9''$	11.93	11.37	-0.27
DWC 74	$17^h46^m13.73^s$	$-28^\circ49'40.9''$	$\sim 16^a$	$\sim 14^b$	-0.4

(^a) Para DWC 74, no hay fotometría de banda ancha disponible en la literatura, por lo que se presenta una estimación basada en el dato $F190N = 15.2$ de Dong et al. (2011) y teniendo en cuenta que los colores tienen que ser aproximadamente los mismos que para Mc81-28 (por la extinción muy similar que sufren los cúmulos).

las sustracciones de imágenes $F187N - F190N$ de Mercer 23 (Fig. 2.2), Mercer 30 (Fig. 2.3), y Mercer 81 (Fig. 2.5) en busca de emisores en Paschen- α que no hayan sido observados espectroscópicamente. En los dos primeros no encontramos ningún objeto que pueda asimilarse fotométricamente, pero sí encontramos uno en Mercer 81, al que asignaremos el identificador Mc81-28. Este objeto, marcado en la Fig. 4.5, había pasado desapercibido anteriormente por ser comparativamente tan tenue, y el algoritmo utilizado para la extracción de la fotometría publicada (Davies, de la Fuente et al., 2012b) falló precisamente al medir este objeto. Por este motivo, una nueva extracción de fotometría de apertura fue cuidadosamente llevada a cabo para Mc81-28 (B. Davies, comunicación privada), obteniéndose los valores que figuran para este objeto en la Tabla 4.2.

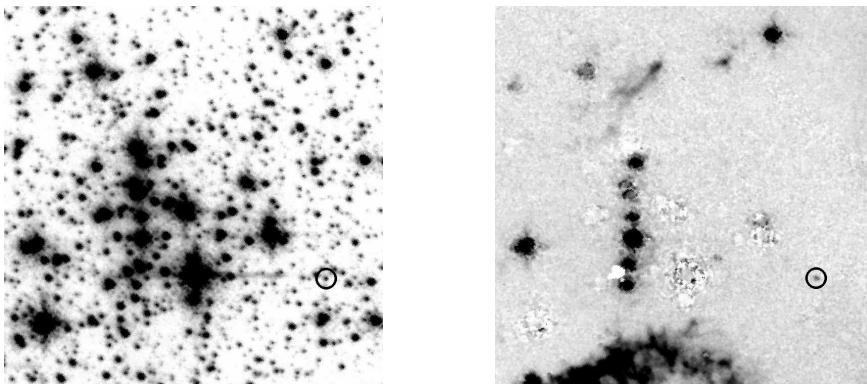


Figura 4.6: Pequeños recortes de tamaño $0.64' \times 0.64'$ del mosaico de imágenes NICMOS/HST observadas por Wang et al. (2010) Dong et al. (2011), centradas en $\alpha = 17^h 46^m 14.7^s$, $\delta = -28^\circ 49' 33''$ (J2000), donde se muestran las regiones central y occidental del Cúmulo del Quintuplete. El panel izquierdo corresponde al filtro F190N, y el derecho a la sustracción de imágenes F187N - 190N. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. La posición del candidato a estrella FS CMa, DWC 74, se marca con una circunferencia. La emisión difusa que se aprecia en el borde sur de la imagen F187N - 190N corresponde a la Nebulosa de la Pistola

Para los cúmulos Danks 1 y Danks 2, examinamos los diagramas de $F222M$ frente a $F187N - F190N$ presentados por Davies et al. (2012a, paneles derechos de las Figs. 5 y 6, respectivamente). En el de Danks 2 no parece existir ningún objeto que cumpla los criterios fotométricos pertinentes, pero en el de Danks 1 hay dos, que denominamos D1-13 y D1-14 siguiendo la nomenclatura del trabajo citado. Sus coordenadas ecuatoriales y magnitudes (B. Davies, comunicación privada) se presentan también en la Tabla 4.2.

En cuanto a las observaciones de la región del Centro Galáctico, examinamos las partes del mosaico de imágenes F187N - F190N correspondientes a los cúmulos de los Arcos y del Quintuplete. En el primero no hallamos ninguna fuente que fotométricamente se pudiera corresponder con lo que se esperaría de una estrella FS CMa, pero en el segundo sí encontramos una, que resulta corresponderse con DWC 74, una fuente que ya parecía como emisor primario en Paschen- α en el catálogo de Dong et al. (2011). Este objeto se marca en la Fig. 4.6 sobre las imágenes tomadas por Wang et al. (2010), y sus coordenadas y su fotometría se presentan en la Tabla 4.2.

En definitiva, hemos detectado en los YMCs Mercer 81, Danks 1 y el cúmulo del Quintuplete, cuatro objetos que cumplen las condiciones fotométricas para ser considerados candidatos a estrellas FS CMa. El cumplimiento de la condición $F187N - F190N < -0.17$ se comprueba directamente en la Tabla 4.2, pero para comprobar que se satisface la condición de $F222M$ entre 2 y 6 magnitudes mayor que las estrellas WR del mismo cúmulo debemos compararlas

Tabla 4.3: YMCs donde se han detectado nuevos candidatos a estrellas FS CMa y rangos de magnitudes en banda K de sus poblaciones de estrellas WR.

Cúmulo	Candidatos FS CMa	$m_{2.2}(\text{WR})^a$	Referencias
Mercer 81	Mc81-28	[10.66,11.60]	1
Danks 1	D1-13, D1-14	[6.62,8.31]	2
Quintuplete	DWC 74	[6.3,11.5]	3, 4, 5, 6

Referencias. (1) Esta tesis; (2) Davies et al. (2012a); (3) Figer et al. (1999b); (4) Glass et al. (1999); (5) Homeier et al. (2003); (6) Liermann et al. (2009).

(^a) Fotometría en la banda $F222M$ o similares (K , K_S).

con la fotometría disponible de estas últimas. Para este propósito, presentamos en la Tabla 4.3 los rangos de magnitudes en la banda $F222M$ o similares (K , K_S) cubiertos por los miembros WR confirmados en la literatura en los mismos cúmulos. Observamos, que efectivamente, existe en todos los casos diferencias $\Delta F222M > 2$.

Debemos aclarar aquí que se requiere una futura confirmación espectroscópica de la presencia del fenómeno B[e] en los objetos de la Tabla 4.2 para poder validar el método de búsqueda de candidatos a estrellas FS CMa sugerido en esta tesis. En caso positivo, un posterior estudio espectrofotométrico de estos objetos permitirá constreñir mejor la condición “entre 2 y 6 magnitudes mayor”, que por el momento es demasiado vaga para su potencial uso en un rastreo sistemático de estrellas FS CMa en cúmulos con estrellas WR.

El papel de los cúmulos jóvenes masivos en la creación de estrellas FS CMa

La confirmación de dos estrellas FS CMa y la detección de otros cuatro candidatos en YMCs, cuando antes solo habían sido detectadas de forma aislada, nos lleva a plantear la siguiente pregunta: ¿Las condiciones ambientales de densidad estelar influyen de alguna manera en el surgimiento del fenómeno B[e] en estrellas poco luminosas? Aquí entran en juego las hipótesis sobre la naturaleza de las estrellas FS CMa como objetos binarios en órbitas muy cerradas (véase Apéndice A para más detalles). Debido a las interacciones dinámicas entre binarias y otros miembros del cúmulo con los que tienen encuentros cercanos, las estrellas compañeras tienden a acercarse y la excentricidad de la órbita tiende a aumentar (Heggie 1975; Portegies Zwart et al. 2010). De esta forma, las condiciones de densidad estelar en los YMCs favorecerían el escenario de formación de estrellas FS CMa consistente en breves periodos de transferencia de masa con una compañera secundaria en una órbita excéntrica (Millour et al. 2009).

Pero podemos ir más allá en el razonamiento expuesto más arriba. La evolución de la órbita de la binaria, fomentada por interacciones dinámicas con otras estrellas, podría finalmente

desembocar en la fusión de las dos estrellas. Precisamente, el fenómeno de fusión de binarias ha sido invocado como posible desencadenante del fenómeno B[e] en supergigantes (Pasquali et al. 2000; Podsiadlowski et al. 2006), originando objetos del tipo SgB[e] (ver Apéndice A). De forma similar, sugerimos que una estrella FS CMa podría ser producida por la fusión de estrellas poco luminosas en comparación con las BSGs.

Para evaluar esta nueva hipótesis de formación de estrellas FS CMa, debemos referirnos al objeto V1309 Sco, que hasta el momento es el único caso bien documentado de fusión de estrellas (Tylanda et al. 2011). Las observaciones infrarrojas posteriores al evento presentadas por Nicholls et al. (2013), junto con las simulaciones de Nandez et al. (2014) y el modelado del polvo circunestelar por Zhu et al. (2013), demuestran que una gran cantidad de material fue expulsada durante la fusión para ser convertida en granos de polvo en poco tiempo (del orden de meses). También debemos tener en cuenta las simulaciones de Glebbeek et al. (2013) para fusiones de binarias cuya componente primaria es una enana masiva. El producto de la fusión obtenido a partir de estas simulaciones sería una estrella con un núcleo enriquecido en helio y una esperanza de vida menor. Observacionalmente, tendría la apariencia de una estrella de MS de luminosidad y temperatura ligeramente mayores que las que se esperarían para una estrella de MS con una abundancia normal de helio.

Todo lo discutido más arriba hace plausible que las estrellas FS CMa sean productos de fusiones recientes que aún conserven parte de la materia eyectada durante el evento y acumulada en forma de disco circunestelar. En principio, el límite superior obtenido para la rotación de Mc70-14 ($v \sin i < 70 \text{ km s}^{-1}$; Sec. 4.1.1) constituye una contraindicación para esta nueva hipótesis, ya que se espera que los productos de la fusión de binarias roten muy rápido (de Mink et al. 2013). Sin embargo, cabe la posibilidad de que la velocidad de rotación disminuya repentinamente debido a la combinación de dos procesos. Primero, según las simulaciones de Nandez et al. (2014), la estrella resultante perdería hasta un 30 % de su momento angular debido a la eyección de gran cantidad de masa durante el evento. Y segundo, el fenómeno de frenado magnético (de Mink et al. 2014), aunque aún está por cuantificarse su importancia en la posible pérdida de momento angular.

En todo caso, cualquiera de los posibles orígenes evolutivos expuestos en esta sección sería consecuencia de la binariedad en órbitas muy cerradas. Al estar la evolución dinámica de binarias favorecida en medios de gran densidad estelar, cabría esperar una mayor frecuencia de estrellas FS CMa en YMCs que en el campo (y al fin y al cabo, los cálculos de Schneider et al. 2014, muestran que tanto la transferencia de masa como las fusiones estelares ocurren frecuentemente en YMCs). Pero si así fuera, entonces, ¿por qué hasta ahora no se habían descubierto estrellas FS CMa en cúmulos? Esta aparente paradoja puede resolverse si se tienen en cuenta

los sesgos observacionales asociados a su detección en YMCs. Si para que se haga probable el surgimiento de estrellas FS CMa en cúmulos jóvenes se requiere que estos tengan masas del orden de $10^4 M_{\odot}$, entonces estos objetos compartirán membresía con una población de estrellas mucho más luminosas (WR, BSG, RSG) que sean las que dominen la luz del cúmulo. A la hora de seleccionar objetos para su seguimiento espectroscópico, se suele escoger los más brillantes por cuestiones de eficiencia, relegando a un segundo plano a los relativamente poco luminosos (como es el caso de las estrellas FS CMa). De hecho, a nosotros seguramente nunca se nos habría ocurrido seleccionar Mc20-16 ni Mc70-14 como objetos de estudio si no hubiera sido porque aparecían resaltados en la sustracción de imágenes F187N – F190N debido a su emisión intensa en Paschen- α . Fue únicamente esa característica inesperada en objetos tan poco luminosos la que nos indujo a invertir un tiempo de observación significativamente superior al de otras posiciones de rendija de Mercer 20 y Mercer 70, cuando en otras circunstancias hubiera sido difícilmente justificable.

Trabajo futuro

Se requieren observaciones espectroscópicas de los nuevos candidatos a estrella FS CMa (Tabla 4.2) para confirmar la validez del método de selección de candidatos arriba propuesto, y en caso de éxito, para refinar los criterios fotométricos de los que consta dicho método. Además, en caso de que finalmente se confirme la pertenencia al subtipo FS CMa de los objetos Mc81-28, D1-13, D1-14 y DWC 74 (o al menos parte de ellos), sus espectros servirán para constreñir mejor las propiedades generales de las estrellas FS CMa a través de sus respectivos cúmulos, mediante procedimientos similares a los de la Sec. 4.1.1.

Por otra parte, estudiar la demografía de estrellas FS CMa en cúmulos en comparación con las del campo es crucial para averiguar el mecanismo que las origina, especialmente si la binariedad en órbitas muy próximas está involucrada de alguna manera (ver discusión correspondiente más arriba). A este respecto, no solo es importante comparar números relativos, sino también la tasa de detección de compañeras, que está en torno al 30 % para las estrellas FS CMa de campo (Miroshnichenko 2007; Miroshnichenko et al. 2011a). Si en las futuras observaciones de estrellas FS CMa no se detectan compañeras, o se detectan en proporciones significativamente menores, podría deberse a que su canal de formación dominante sea el de la fusión de binarias, mientras que las de campo se formarían preferentemente de otro modo. Debe puntualizarse aquí que la existencia de un producto de fusión de una binaria no implica necesariamente la ausencia de compañeras, ya que algunos de los progenitores serían objetos de tres o más componentes donde solo se fusionarían dos de ellos.

En todo caso, para cuantificar la población de estrellas FS CMa en cúmulos, así como la

fracción de ellas que son binarias, es necesario llevar a cabo una búsqueda sistemática de estos objetos en YMCs. Como hemos demostrado en las secciones previas, un método ideal para llevar a cabo esta búsqueda sería la detección de emisores intensos en Paschen- α en nuevas imágenes de YMCs, que podrían incluir, por qué no, cúmulos de RSGs. Desafortunadamente, el único instrumento capaz de observar la banda estrecha correspondiente a Paschen- α , NICMOS, ya no está en funcionamiento, así que habrá que esperar a futuras misiones espaciales⁴ para poder implementar esa búsqueda. Alternativamente, se podría utilizar otro instrumento con filtros de banda estrecha coincidentes con otras líneas que se hallen en emisión intensa en las estrellas FS CMa, sin embargo las opciones diferentes a Paschen- α resultan problemáticas por diferentes razones. Por ejemplo, el filtro F128N (correspondiente a Paschen- β) de WFC3/HST estaría más afectado por las condiciones de extinción bajo las que se suelen encontrar los YMCs. Otro ejemplo sería Brackett- γ , habitualmente observable en banda estrecha con diversos telescopios terrestres. Sin embargo, esta línea tendría una intensidad significativamente menor, lo cual dificulta considerablemente la detección de objetos tan poco brillantes como los que queremos identificar. Una última opción potencial sería la línea de Brackett- α (véase Najarro et al. 2011), pero momento no es posible utilizarla por no haberse desarrollado aún filtros de banda estrecha para longitudes de onda tan largas ($4.05 \mu\text{m}$ para la línea mencionada).

4.2. Ionización de la región del Pez Dragón

4.2.1. Planteamiento del problema

En la Sec. 3.1.7 llevamos a cabo un estudio de los signos de formación estelar de la Nebulosa del Pez Dragón (Fig. 3.14), en la que está situada el YMC Mercer 30. En la referida sección, demostramos que no solo Mercer 30 pertenecía al complejo de formación estelar del Pez Dragón, sino también otros 18 cúmulos o candidatos a cúmulos jóvenes (Tabla 3.13). La distribución de todas estas poblaciones (o candidatas de poblaciones) de estrellas jóvenes agrupadas (Fig. 3.16) es inconsistente con los resultados de otros estudios de la Nebulosa del Pez Dragón (Fig. 3.14), tal como explicamos a continuación.

Utilizando las mediciones del satélite WMAP (Bennett et al. 2003) en la banda de 5 GHz, Murray y Rahman (2010) midieron un flujo total de 312 Jy para la radiación libre-libre emitida por la fuente extendida que coincide espacialmente con la Nebulosa del Pez Dragón, y cuyo tamaño angular era aproximadamente el mismo que la cavidad exterior que aparece marcada

⁴Está previsto que el Telescopio Espacial *James Webb* (JWST) sea lanzado en 2018 y lleve a bordo el instrumento NIRCam, con un filtro F187N similar al de NICMOS.

en la Fig. 3.14. Los mismos autores buscaron en la literatura las mediciones de flujo, también en la banda de 5 GHz, asociadas a cinco regiones H II situadas en el borde de la cavidad interior que también mostramos en la Fig. 3.14, obteniendo como la suma de dichas regiones un flujo libre-libre de 110 Jy. Basándose en estos dos resultados y en la morfología de la nebulosa en la imagen de GLIMPSE en la banda de $8.0 \mu\text{m}$ (véase también Rahman y Murray 2010), Murray y Rahman (2010) interpretaron que la diferencia de 202 Jy se debía a la ionización producida por un hipotético cúmulo joven extremadamente masivo que estaría situado dentro de la cavidad interior antes mencionada. Sin embargo, a la hora de formular esta hipótesis, estos autores no tuvieron en cuenta ni los candidatos a cúmulos que ya habían sido detectados por Dutra et al. (2003) y Mercer et al. (2005) en el área de cielo cubierta por la nebulosa, ni la presencia de otras regiones H II fuera de la cavidad interior (que presentaremos más adelante).

Siguiendo la mencionada hipótesis, Rahman et al. (2011a) encontraron, una suave sobre-densidad estelar bastante extendida espacialmente ($10' \times 11'$) en la parte sur de la burbuja interior, mediante la inspección del catálogo de fuentes puntuales de 2MASS (Skrutskie et al. 2006), limitado a los colores que corresponderían a estrellas OB bajo extinciones $A_K \sim 1$. Estos autores afirmaron que esta sobredensidad era candidata no solo a ser responsable de la mayor parte de la ionización de la Nebulosa del Pez Dragón, sino también a ser la asociación OB más luminosa de la Vía Láctea. Esta hipotética población superluminosa recibió a partir de entonces la denominación de Asociación del Pez Dragón. Poco después, Rahman et al. (2011b) presentaron la supuesta confirmación espectroscópica de la Asociación del Pez Dragón mediante espectroscopía de baja resolución ($R \sim 1000$) en bandas H y K con SofI/NTT.

La existencia de multitud de cúmulos y candidatos a cúmulo en el complejo del Pez Dragón (tal como describimos en la Sec. 3.1.7) entre los que *no* se encuentra la supuesta Asociación del Pez Dragón motiva un estudio más profundo de este complejo con los siguientes objetivos. Primero, considerar todas las posibles contribuciones a la ionización de la Nebulosa del Pez Dragón que no fueron tenidas en cuenta por los autores anteriormente citados. Segundo, y como consecuencia de lo anterior, replantearnos el origen de la parte mayoritaria de la ionización de la nebulosa, e incluso la propia verosimilitud de la confirmación de la Asociación del Pez Dragón defendida por Rahman et al. (2011b). Para ello, aprovecharemos aquí la muy detallada caracterización del cúmulo Mercer 30 obtenida en la Sec. 3.1, utilizando este objeto como una sonda de exploración del complejo de formación estelar que lo contiene. Esto, por supuesto, no significa que nos limitemos al estudio de este cúmulo; al contrario, necesitaremos cuantificar también el aporte de fotones ionizantes por parte de otras fuentes.

4.2.2. Fuentes ionizantes

Estrellas masivas azules confirmadas en cúmulos

Como ya discutimos en la Sec. 3.1.7, la presencia de estrellas emisoras de radiación ionizante (OB, WR) ha sido confirmada espectroscópicamente por Chené et al. (2013) y por nosotros en los cúmulos VVV CL011 y Mercer 30, respectivamente. En este último caso, los resultados del ajuste de modelos de atmósfera (Sec. 3.1.3) a los espectros de una inmensa mayoría de sus miembros post-MS (compárense Figs. 3.8 y 3.11) supone una crucial ventaja de cara a calcular rigurosamente de la radiación ionizante emitida por su población masiva. Principalmente, porque gracias a los modelos conocemos de forma bastante precisa el número de fotones ionizantes de cada una de las estrellas modeladas de Mercer 30 (Tabla 3.7, última columna). Aunque los modelos asuman que se trata de estrellas individuales, cosa que no es cierta en general; véase Sec. 3.1.5, la binariedad no debería alterar significativamente el valor de salida Q^H del modelo, ya que $\log Q^H$ es aproximadamente lineal con $\log L_*$ (dentro de unos límites razonables), y la luminosidad está calibrada con la luz integrada de la estrella, ya sea esta individual o binaria. La suma de los flujos ionizantes de los 15 modelos de miembros de Mercer 30 es $6.16 \times 10^{50} \text{ s}^{-1}$.

Una inmensa mayoría de los fotones del continuo de Lyman son emitidos por objetos con $K_S < 12$ (lo que es aproximadamente equivalente a $\log(L_*/L_\odot) > \log(L_{\text{ct}}/L_\odot) = 5.3$; Sec. 3.1.6), como se puede comprobar en la Tabla 3.7 comparando los valores de Q^H de las dos estrellas que no cumplen esta condición (Mc30-05 y Mc30-22) con los de las estrellas más ionizantes, dos órdenes de magnitud mayores. Como el resultado de $6.16 \times 10^{50} \text{ s}^{-1}$ incluye a 13 de los 16 miembros probables del cúmulo que cumplen la mencionada condición (Sec. 3.1.6), se espera que este valor ya esté bastante cerca del Q^H total emitido por el cúmulo. Sin embargo, un resultado tan preciso como sea posible es crucial para la evaluación de la ionización de la Nebulosa del Pez Dragón, lo cual nos obliga a tener en cuenta otras posibles fuentes de fotones ionizantes no modeladas. A cada uno de los objetos no modelados le asignaremos un valor de Q^H que esté de acuerdo con sus análogos fotométricos confirmados, es decir, con los miembros modelados del cúmulo que tengan aproximadamente la misma posición en el CMD (Fig. 3.8). Entre las fuentes no observadas, lógicamente solo tendremos en cuenta aquellas que cumplan el criterio de color encontrado en la Sec. 3.1.2 para los miembros masivos calientes de Mercer 30.

Comencemos con los tres objetos con $K_S < 12$ que no han sido espectroscópicamente observados, es decir, los que en la Fig. 3.8 aparecen etiquetados como A, B, C. Los objetos B y C tienen colores $H - K_S$, muy similares a los de Mc30-13 ($\log Q_{\text{Mc30-13}}^H = 49.30$)

y Mc30-18 ($\log Q_{\text{Mc30-18}}^{\text{H}} = 49.08$), pero con ligeras diferencias de brillo de ~ 0.2 mag a favor de los miembros confirmados. Por tanto, tomamos para B y C las siguientes estimaciones: $\log Q_{\text{B}}^{\text{H}} \approx 49.2$; $\log Q_{\text{C}}^{\text{H}} \approx 49.0$. En cuanto al objeto A, sus análogos fotométricos serían Mc30-09 ($\log Q_{\text{Mc30-09}}^{\text{H}} = 49.44$) y Mc30-11 ($\log Q_{\text{Mc30-11}}^{\text{H}} = 49.53$), así que tomamos $\log Q_{\text{A}}^{\text{H}} \approx 49.5$. Sin embargo, aquí hay que tener en cuenta la discusión de la Sec. 3.1.6 en la que inferíamos solo un 80 % de probabilidades de que A fuera un miembro genuino del cúmulo. El hecho de que este sea el objeto más brillante de los no modelados lo convierte en la mayor fuente de incertidumbre en el cálculo de Q^{H} para Mercer 30. Como lo que vamos a obtener de todas formas es un límite inferior al número de fotones ionizantes emitidos, en principio ignoraremos esta fuente dudosa.

Cuantifiquemos ahora la contribución de los objetos $K_S < 12$, que según argumentamos más arriba debería tener un peso relativamente pequeño. De entre ellos, se espera que los cinco espectroscópicamente observados (ver Fig. 3.8) estén en la parte alta de la MS, según la correspondiente discusión de la Sec. 3.1.6, la posición en el HRD (Fig. 3.11) de los dos que han sido modelados (Mc30-05 y Mc30-22), y las clasificaciones espectrales de los otros tres (Mc30-12, Mc30-14 y Mc30-17; Tabla 3.2). Como los cinco miembros OB de MS confirmados están localizados en la región del CMD (3.8) definida por $12 < K_S < 13$ y $0.4 \leq H - K_S \leq 0.7$, podemos considerar a los otros 7 objetos situados en esa misma región como candidatos a estrellas OB de MS. Del total de 12 objetos situados en esta región del CMD, se esperan un $\sim 8\%$ de contaminantes según la Fig. 3.7, por lo que consideraremos que 11 de estos son miembros genuinos de la MS de Mercer 30. Asumiendo los valores de Q^{H} de Mc30-05 y Mc30-22 como representativos de este grupo de estrellas, asignamos un valor intermedio de $\log Q^{\text{H}} = 48$ a los 9 objetos restantes. Así obtenemos una estimación del número de fotones ionizantes del total de 9 estrellas OB más brillantes que no han sido modeladas: $2.85 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$. La poca importancia relativa de este valor (llega al 5 % de la contribución de las estrellas post-MS) nos autoriza a despreciar la contribución del resto de la MS, mucho menor aún por estar compuesta por estrellas de menor luminosidad y temperatura. Esta contribución sería en todo caso bastante menor que la incertidumbre introducida por el desconocimiento de la membresía del objeto A.

Añadiendo todas las contribuciones que hemos contemplado, obtenemos un límite inferior de $6.70 \times 10^{50} \text{ s}^{-1}$ para la radiación ionizante emitida por Mercer 30 en su conjunto. Este valor se incrementaría muy ligeramente ($\approx 7.02 \times 10^{50} \text{ s}^{-1}$) si el objeto A fuera confirmado finalmente como miembro de tipo temprano de Mercer 30.

Veamos ahora la posible contribución al flujo ionizante de VVV CL011, cuya pertenencia al complejo del Pez Dragón es probable pero no está totalmente confirmada, según discuti-

mos en la Sec. 3.1.7). Chené et al. (2013) calcularon un límite inferior de su masa total de $390 \pm 150 M_{\odot}$, lo que corresponde aproximadamente a un 2.5 % del límite inferior para Mercer 30 calculado en la Sec. 3.1.6. La estrella más brillante del cúmulo (VVV CL011 2, de tipo Of/WN9), es 1 mag más tenue que la estrella del mismo tipo espectral de Mercer 30, Mc30-06a (ambas con un color $H - K_S$ virtualmente idéntico), lo que equivale a una relación de luminosidades de 2.5, asumiendo la misma distancia para ambos cúmulos. Como también es aproximadamente cierto que $Q^H \propto L_{\star}$ para el mismo tipo espectral, podemos estimar el flujo ionizante emitido por VVV CL011 2 a partir del de Mc30-06a (en la Tabla 3.7), obteniendo $Q_{\text{CL11 2}}^H \approx 1.86 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$, es decir, un 2.8 % del resultado de Mercer 30. Las otras tres estrellas de VVV CL011 observadas por Chené et al. (2013, ver su Tabla 3 y su Fig. 5) están también entre las estrellas más brillantes del cúmulo, pero a pesar de ello son enanas B, y por tanto contribuirán mucho menos. Todo ello sugiere que el flujo ionizante total no va a exceder mucho el 2.8 % mencionado anteriormente. Al ser esta contribución tan poco significativa en comparación con la de Mercer 30, y al ser dudosa la pertenencia de VVV CL011 al complejo del Pez Dragón, optamos por despreciar la contribución de este cúmulo. En todo caso, la diferencia entre considerar VVV CL011 y despreciarlo es del mismo orden que la incertidumbre en el cálculo de Mercer 30 introducida por el desconocimiento de la estrella A ($\sim 5\%$).

Estrellas masivas azules de campo

Como ya se explicó en la Sec. 1.2.1, muchos de los cúmulos y asociaciones OB se disgregan en cuanto nacen, y aquellos cúmulos que logran mantenerse gravitacionalmente sujetos continúan liberando estrellas al campo. Por ello, en un complejo tan rico en cúmulos jóvenes como el del Pez Dragón (Fig. 3.16), es de esperar que haya una gran cantidad de estrellas de campo provenientes tanto de asociaciones disgregadas como de los cúmulos aún presentes de los que hayan sido eyectadas. Entre ellas habrá, por supuesto, estrellas masivas, estando incluso ligeramente favorecidas entre el conjunto de estrellas que han sido eyectadas como fugitivas (Fujii y Portegies Zwart 2011). Es importante, entonces, investigar cuánto contribuyen las estrellas masivas de campo al número de fotones ionizantes absorbidos por la Nebulosa del Pez Dragón.

Para cuantificar la población de estrellas masivas que contribuyen al flujo ionizante (es decir, las de tipos tempranos), empleamos el método de Mauerhan et al. (2011) basado en la fotometría combinada de 2MASS y GLIMPSE. Estos autores construyeron cuatro diagramas color-magnitud y color-color (Mauerhan et al. 2011, Fig. 1) y definieron en cada uno de ellos el área donde se localizaban las estrellas WR. En realidad, este método está diseñado para localizar candidatos a estrellas WR, pero tal como indican sus autores, la mayor parte de los

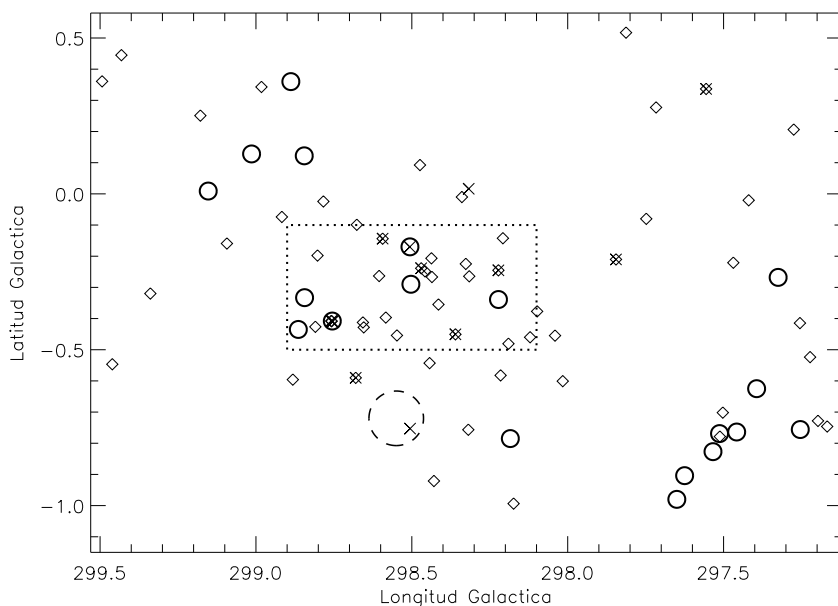


Figura 4.7: Posición de los candidatos a estrellas WR en el complejo del Pez Dragón (rombos) junto con las que aparecen como confirmadas de tipo WR en la literatura (aspas). Los mismos cúmulos que se presentaron en la Fig. 3.16 se marcan como circunferencias de línea continua. El rectángulo punteado encierra el área de gran densidad de cúmulos y estrellas WR de campo (ver texto para explicación), y la circunferencia dibujada en línea de trazos corresponde a la posición y el tamaño aproximado de la sobredensidad de fuentes 2MASS encontrada por Rahman et al. (2011a).

falsos positivos son estrellas OB con líneas de emisión, que igualmente pueden considerarse trazadoras de poblaciones de estrellas masivas calientes. Como además la fotometría de los sondeos públicos en los que se basa presenta problemas en los cúmulos debidos a su gran densidad estelar, este método está especialmente indicado para descubrir poblaciones de estrellas masivas de campo (Marston et al. 2015).

Aplicando el método mencionado al área de cielo cubierta por la Nebulosa del Pez Dragón (la misma que la cubierta por la imagen de la Fig. 3.16), encontramos un total de 58 objetos que cumplen simultáneamente los cuatro criterios de selección de Mauerhan et al. (2011, Fig. 1). En su distribución espacial (Fig. 4.7) se aprecia claramente una fuerte concentración hacia la zona central, $(l, b) \sim (298.5, -0.3)$, donde también se sitúan los dos cúmulos con estrellas WR confirmadas (Mercer 30 y VVV CL011). De forma más específica, 22 de las 58 candidatas a estrella WR, así como 6 de los 19 cúmulos o candidatos a cúmulo presentados en la Tabla 3.13, están localizados dentro del rectángulo definido por $298.1 < l < 298.9$; $-0.5 < b < -0.1$, que aproximadamente abarca una décima parte del área proyectada hacia la nebulosa.

Llama la atención que ni uno solo de los candidatos a estrella WR esté situado cerca de

la posición donde Rahman et al. (2011b) supuestamente confirmaron la asociación OB más luminosa de la Vía Láctea (también marcada en la Fig. 4.7), mientras que sí se recuperan dos de las WR confirmadas en Mercer 30 (concretamente, Mc30-07 y Mc30-08). También es cierto que el método de Mauerhan et al. (2011) no recupera las WR confirmadas en los cúmulos Mercer 30 y VVV CL011. Ello se explica por la localización de estas fuentes en las zonas más densas del cúmulo, donde 2MASS y GLIMPSE tienen problemas para resolverlas espacialmente. Este argumento no es aplicable en el caso de la sobredensidad detectada por (Rahman et al. 2011b), ya que no sería tan densa como para presentar tales problemas, como se puede comprobar con una simple inspección ocular de las imágenes de 2MASS. Puesto que (Rahman et al. 2011b) sí afirmaron haber confirmado espectroscópicamente una estrella WR en la Asociación del Pez Dragón (la fuente 2MASS J12115407-6317037), debemos plantearnos si sigue cabiendo la posibilidad de un falso negativo del método de Mauerhan et al. (2011) a pesar de no presentarse en este caso problemas de resolución.

Por esta razón, decidimos llevar a cabo una búsqueda de otras estrellas WR confirmadas en el complejo del Pez Dragón en la base de datos astronómica SIMBAD, dando como resultado 14 objetos (también representados en la Fig. 4.7). De estos 14, nueve están entre los que detectamos mediante el método de Mauerhan et al. (2011), y otros tres son estrellas en zonas de Mercer 30 y VVV CL011 demasiado densas como para resolverse adecuadamente. De las dos estrellas restantes, una es la supuesta WR en la Asociación del Pez Dragón (2MASS J12115407-6317037), y la otra es Hen 3-759, que está incluida dentro del catálogo de estrellas WR de (Roberts 1962). Más tarde, sin embargo, (Crowther y Evans 2009) rechazaron este tipo espectral para Hen 3-759, asignándole la nueva clasificación O8 Iaf. Aún así, se da la circunstancia de que esta estrella cumple dos de los criterios fotométricos de Mauerhan et al. (2011) para ser considerada candidata a WR y está muy cerca de cumplir los otros dos (es decir, su posición en los correspondientes diagramas de Mauerhan et al. 2011, Fig. 1, es muy próxima a las respectivas áreas donde se definen las candidatas a WR). En todo caso, 2MASS J12115407-6317037 queda como la única estrella catalogada como WR en la literatura que inexplicablemente no se detecta mediante el método de Mauerhan et al. (2011) a pesar de no haber encontrado ninguna razón para su no detección. Este hecho, unido a que ningún otro candidato a estrella WR esté localizado cerca de la llamada Pez Dragón, plantea serias dudas sobre la supuesta confirmación espectroscópica presentada por (Rahman et al. 2011b).

Retomemos aquí el problema de la contribución de las estrellas masivas de campo al flujo del continuo de Lyman necesario para ionizar la Nebulosa del Pez Dragón. Para poder hallar una estimación de la contribución mencionada, primero debemos saber, aunque sea de forma aproximada, qué proporción de los candidatos que se muestran en la Fig. 4.7 realmente corres-

ponde a estrellas WR. Tomamos como referencia el seguimiento espectroscópico que Marston et al. (2013) realizó sobre candidatos a estrella WR encontrados con el mismo método, resultando que el 15 % de los candidatos (excluyendo aquellos que ya habían sido confirmados previamente) eran genuinamente de tipo WR. Asumiendo la misma tasa de éxito sobre los 49 candidatos presentados en la Fig. 4.7 (es decir, excluyendo también los 9 que ya habían sido confirmados anteriormente, entre los cuales hay dos en Mercer 30), obtenemos la estimación estadística de 7 nuevas estrellas WR esperando ser descubiertas en ese área de cielo. Añadiendo las 7 estrellas WR ya confirmadas en el campo, llegamos a una estimación total de 14 estrellas WR.

Estas estrellas WR, ya sean candidatas o confirmadas, están proyectadas en el área cubierta por la Nebulosa del Pez Dragón, pero eso no significa que realmente pertenezcan al complejo, pues pueden estar situadas a distancias diferentes. Sin embargo, el hecho de que las estrellas WR (tanto las candidatas como las confirmadas) se muestren fuertemente concentradas hacia la zona central de la nebulosa (ver Fig. 4.7), donde precisamente se localizan los dos cúmulos con población masiva confirmada espectroscópicamente, sugiere que una gran mayoría de estos objetos están realmente asociados al complejo del Pez Dragón. Aún así asumiremos, de forma conservadora, que hasta 5 (es decir, más de un tercio) de los 14 objetos están más cerca o más lejos, o lo que es lo mismo, que hay (como poco) 9 estrellas WR realmente asociadas a este complejo de formación estelar. Asumiendo además que la población de estrellas luminosas azules es homóloga a la de Mercer 30 (es decir, compuesta de estrellas similares), y teniendo en cuenta que el número de estrellas WR en el campo es (al menos) el triple que las situadas en Mercer 30, se llega directamente a la conclusión de que el flujo ionizante creado por la población de campo es también el triple como mínimo, es decir: $Q_{\text{Campo}}^H \geq 2.01 \times 10^{51} \text{ s}^{-1}$.

El balance de ionización en la Nebulosa del Pez Dragón

En las anteriores secciones hemos obtenido el número de fotones del continuo de Lyman emitidos directamente por un cierto número de estrellas que hemos podido computar, ya sea de manera exacta o aproximada. Sin embargo, para un estudio más exhaustivo de las fuentes responsables de ionizar la Nebulosa del Pez Dragón, debemos considerar también las contribuciones estelares de las que solo dispongamos de datos indirectos. Aquí nos referimos, en concreto, a los datos de las regiones H II ionizadas por poblaciones estrellas jóvenes embebidas dentro de ellas. Tal como explican varios autores (Anantharamaiah 1986; McKee y Williams 1997; Roshi y Anantharamaiah 2001), una parte de los fotones ionizantes emitidos por las estrellas pueden escapar más allá de la región H II sin colisionar con ningún átomo de hidrógeno, con lo que acabarán ionizando una gran envoltura de ISM de baja densidad que se extiende

Tabla 4.4: Recopilación bibliográfica de regiones H II con mediciones de flujo observado en el continuo libre-libre a 5 GHz en la Nebulosa del Pez Dragón, incluyendo el observado para la nebulosa completa.

Región H II	l [°]	b [°]	f_ν [Jy]	Referencia
GAL 297.51-0.77	297.506	-0.765	3.5	Caswell y Haynes (1987)
GAL 297.66-0.98	297.655	-0.977	1.6	Caswell y Haynes (1987)
GAL 298.19-0.78	298.187	-0.782	2.4	Caswell y Haynes (1987)
GAL 298.23-0.33	298.228	-0.331	47.4	Conti y Crowther (2004)
GAL 298.56-0.11	298.559	-0.114	2.8	Caswell y Haynes (1987)
WMG70 298.8-0.3	298.838	-0.347	16.0	Wilson et al. (1970)
GAL 298.87-0.43	298.868	-0.423	42.4	Conti y Crowther (2004)
GAL 299.02+0.15	299.016	+0.148	2.6	Caswell y Haynes (1987)
Neb. del Pez Dragón	298.4	-0.4	$\lesssim 312^a$	Murray y Rahman (2010)

(^a) La estimación original de 313 Jy ha sido modificada ligeramente para tener en cuenta la contribución de material más cercano, que corresponde al menos a la región RCW 64.

mucho más allá de dicha región. Al final, la gran envoltura puede absorber tanto como el doble de fotones ionizantes que la propia región H II, según (McKee y Williams 1997), así que estos fotones que se escapan serían en gran parte responsables de la emisión extendida visible en las imágenes de la Nebulosa del Pez Dragón en la banda de $8.0 \mu\text{m}$ (Fig. 3.14). Por tanto, las luminosidades de las regiones H II nos proporcionan un límite inferior a la contribución de las poblaciones estelares embebidas, y solo podemos afirmar que la contribución real será significativamente mayor a lo calculado según dicho límite.

Entonces, buscamos regiones H II que sean parte del complejo del Pez Dragón con mediciones de flujo disponibles en la literatura. El resultado de esta búsqueda se presenta en la Tabla 4.4, donde todas las medidas citadas corresponden al continuo libre-libre en la banda de 5 GHz. Se ha excluido la región cercana RCW 64, que de todas formas presenta una emisión bastante débil en términos relativos (0.8 Jy Caswell y Haynes 1987). Sí que se ha añadido a la Tabla 4.4 un límite superior de emisión libre-libre para la Nebulosa del Pez Dragón completa, el cual ha sido obtenido restando del valor de 313 Jy medido por Murray y Rahman (2010) la parte de emisión asociada a objetos más cercanos (que como mínimo equivale al flujo de RCW 64, y es muy probablemente mayor; ver Sec. 3.1.7).

El número de fotones ionizantes requeridos para ionizar una región H II puede relacionarse de forma aproximada con el flujo medido en el continuo libre-libre utilizando las fórmulas presentadas por Murray y Rahman (2010), de las que aquí damos la siguiente versión simplificada:

$$Q^{\text{H}} \approx 1.59 \times 10^{47} d^2 f_\nu, \quad (4.1)$$

Tabla 4.5: Poblaciones embebidas y flujo ionizante saliente (calculado para una distancia de 12.4 kpc) para las regiones H II presentadas en la Tabla 4.4. completa.

Región H II	Población embebida	$Q^H [s^{-1}]$
GAL 297.51-0.77	La Serena 19; La Serena 20; Mercer 29	8.6×10^{49}
GAL 297.66-0.98	La Serena 22; nuevo candidato (Sec. 3.1.7)	3.9×10^{49}
GAL 298.19-0.78	DBSB 75	5.9×10^{49}
GAL 298.23-0.33	DBSB 74	1.159×10^{51}
GAL 298.56-0.11	Filamento de YSOs	6.8×10^{49}
WMG70 298.8-0.3	DBSB 129	3.91×10^{50}
GAL 298.87-0.43	Mercer 31	1.037×10^{51}
GAL 299.02+0.15	G3CC 2	6.4×10^{49}
Nebulosa del Pez Dragón		$\lesssim 7.63 \times 10^{51}$

donde d es la distancia en kiloparsecs y f_ν es el flujo en Janskys en la banda de 5 GHz. Aplicamos esta fórmula a cada una de las regiones a los valores de f_ν listados en la Tabla 4.4, tomando para todas ellas la distancia que asignamos el complejo del Pez Dragón en la Sec. 3.1.7 (es decir la misma que Mercer 30, $d = 12.4$ kpc). Los resultados se presentan en la Tabla 4.5.

Como el origen de la ionización de estas regiones esta en las poblaciones estelares embebidas, según la interpretación expuesta más arriba, es importante intentar correlacionarlas con aquellas poblaciones estelares que ya han sido detectadas, es decir, las presentadas en la Tabla 3.13. Así, comprobamos que cada región H II aquí estudiada coincide espacialmente con al menos uno de los cúmulos marcados en la Fig. 3.16; (tal como también se muestra en la Tabla 4.5), con la única excepción de GAL 298.56-0.11. De todos modos, esta última región sí es espacialmente coincidente varios YSOs dispuestos en forma de un filamento claramente visible en la Fig. 3.16, lo cual se puede considerar también una población joven embebida. De esta forma, los valores de Q^H de la Tabla 4.5 representan límites inferiores de los fotones ionizantes emitidos por las 11 poblaciones embebidas correspondientes; la suma de todos ellos es $Q_{\text{emb}}^H > 2.90 \times 10^{51} s^{-1}$. Desafortunadamente, no disponemos de estimaciones para otros seis cúmulos presentados en la Tabla 3.13 que muestran la apariencia de embebidos en la Fig. 3.16 (pues son espacialmente coincidentes con nubes que emiten en $8.0 \mu m$), a saber: La Serena 17, La Serena 18, Mercer 28, La Serena 24, La Serena 27 y La Serena 29. Por tanto, no podemos constreñir de ninguna manera las contribuciones al flujo ionizante de estos seis cúmulos, a pesar de que podrían ser relevantes.

En la Tabla 4.6 se resumen las contribuciones estelares a la ionización de la Nebulosa del Pez Dragón que hemos considerado. Una vez más, debemos recordar que todas ellas son en realidad límites inferiores. Su suma arroja un resultado final de $Q_\star^H > 5.58 \times 10^{51} s^{-1}$, lo que es

Tabla 4.6: Límites inferiores de las diferentes contribuciones estelares a la ionización de la Nebulosa del Pez Dragón.

Población estelar	Q^H [s^{-1}]	$Q^H/Q_{\text{Pez Dragón}}^H$
Mercer 30	6.70×10^{50}	0.09
VVV CL011	Despreciable	~ 0
Poblaciones embebidas en Tabla 4.5	2.90×10^{51}	0.38
Otras poblaciones embebidas	Desconocido	Desconocida
Estrellas masivas azules de campo	2.01×10^{51}	0.26

equivalente a más del 73 % de los fotones del continuo de Lyman requeridos para ionizar toda la nebulosa. Debemos volver a insistir aquí que todas las contribuciones son límites inferiores, y ello hace probable que la suma real sea significativamente superior a ese 73 %, y por tanto más cercana al 100 %. Este resultado es claramente incompatible con la existencia de una hipotética asociación OB superluminosa que no figura en la Tabla 4.6, pero que Rahman et al. (2011b) sí aseguran haber confirmado espectroscópicamente. En cualquier caso, toda contribución al flujo ionizante no considerada en la Tabla 4.6 debe ser significativamente menor que la suma de los valores mínimos de Q^H asociados a las regiones H II más luminosas, GAL 298.23-0.33 y GAL 298.87-0.43 (que contienen respectivamente los cúmulos embebidos DBSB 74 y Mercer 31; ver Tabla 4.5), ya que la suma de ambas ya representa un 29 %.

4.2.3. ¿Existe realmente la Asociación del Pez Dragón?

Según lo expuesto en las anteriores secciones, hemos encontrado las siguientes evidencias que contradicen el supuesto descubrimiento de la Asociación del Pez Dragón por Rahman et al. (2011a,b):

- Tal como se puede observar claramente en la Fig. 4.7, la posición de dicha asociación es inconsistente con la distribución de estrellas masivas azules (y por tanto formadas recientemente), considerando tanto las estrellas de campo como aquellas que se presentan agrupadas en cúmulos.
- El método de Mauerhan et al. (2011) para la detección de candidatos a estrellas WR (para el que además la mayor parte de los falsos positivos son otras estrellas masivas calientes) nos da como resultado 58 objetos en el complejo del Pez Dragón, pero ni uno solo de ellos se encuentra en la supuesta Asociación del Pez Dragón ni en sus inmediaciones. Esto incluye la no detección del objeto 2MASS J12115407-6317037, clasificado por Rahman et al. (2011b) como WN9.

- Considerando diversas poblaciones estelares pertenecientes al complejo del Pez Dragón que no fueron tenidas en cuenta por Murray y Rahman (2010) ni por Rahman et al. (2011a), hemos identificado el origen estelar para más de un 73 % del flujo del continuo de Lyman requerido para ionizar la nebulosa completa.

Todo esto nos lleva a revisar en detalle la evidencia presentada por Rahman et al. (2011b), incluyendo los once espectros de supuestos miembros de la Asociación del Pez Dragón, con el objeto de averiguar las causas de estas incompatibilidades.

Aunque las observaciones llevadas a cabo por Rahman et al. (2011b) con SofI/NTT fueron diseñadas para obtener una $S/N \sim 250$, una simple inspección ocular de los espectros reducidos presentados en el artículo citado revela claramente valores de S/N muy inferiores. En concreto, los espectros de las dos supuestas LBVs (Rahman et al. 2011b, Fig. 2) parecen presentar relaciones S/N tan bajas como ~ 25 , por lo que los estrechos picos de absorción y emisión que aparecen en ellos de forma ubicua, y que los autores etiquetaron como Fe II, Fe I, Ni I, y Na I, pueden no ser reales sino estar causados por el gran nivel de ruido. Por otra parte, en todos los espectros presentados por Rahman et al. (2011b), incluyendo los que clasificaron como estrellas OB y WR, se aprecian múltiples absorciones estrechas que los autores interpretaron como líneas interestelares de metales neutros, basándose en las observaciones en el ultravioleta de Redfield y Linsky (2004). Sin embargo, estas líneas interestelares jamás han sido observadas ni identificadas en el NIR, a pesar de la gran cantidad de espectros en el NIR disponibles en la literatura en que se hubieran visto. Valgan como ejemplos todos los espectros de estrellas masivas calientes con buena S/N , y además afectados de extinción similar o mayor que las de la supuesta asociación, que han sido presentados a lo largo del Capítulo 3, o también los presentados por los siguientes autores: (Figer et al. 2002; Najarro et al. 2004, 2009; Martins et al. 2007, 2008; Liermann et al. 2009; Messineo et al. 2014).

La discusión anterior nos lleva a plantearnos que la clasificación espectral efectuada por Rahman et al. (2011b) pueda ser errónea. Podemos evaluar esta posibilidad mediante la comparación entre los espectros presentados por los autores citados y otros de tipos espectrales similares localizados también en el complejo del Pez Dragón. Como la mayoría de los espectros de Rahman et al. (2011b) están clasificados como de tipo O, escogemos para esta tarea los siguientes miembros de Mercer 30 también de tipo O: Mc30-05, Mc30-09 y Mc30-11. Seleccionamos adicionalmente la estrella fría Mc30-23, no relacionada con el cúmulo y que seguramente esté a menos distancia, con un propósito que se hará patente más abajo. Para facilitar la comparación, degradamos todos estos espectros al mismo poder de resolución ($R = 1000$) y los representamos en los mismos rangos espectrales que los espectros de Rahman et al. (2011b, Fig. 1), dando como resultado la Fig. 4.8.

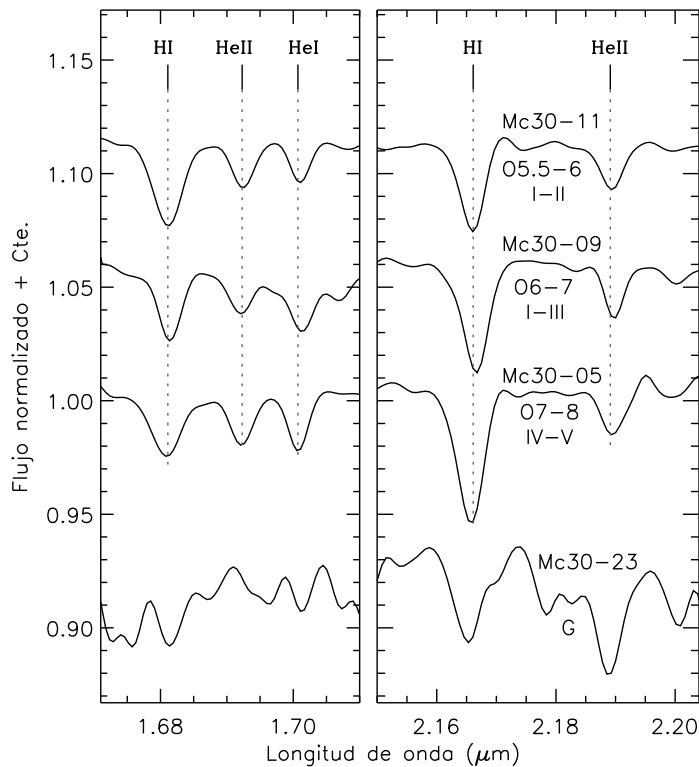


Figura 4.8: Ejemplos de espectros de miembros de Mercer 30 de tipo O, junto con el de la estrella más cercana Mc30-23, degradados a un poder de resolución $R = 1000$ y presentados de la misma manera que Rahman et al. (2011b, Fig. 1).

Comparando la Fig. 4.8 con Rahman et al. (2011b, Fig. 1), resulta evidente que los espectros clasificados como de tipo O en la Asociación del Pez Dragón no se parecen a las estrellas O de Mercer 30, pero sí presentan un sorprendente parecido con el espectro degradado de la estrella fría Mc30-23. Este último muestra, múltiples rasgos de absorción; algunos de ellos han podido ser confundidos por Rahman et al. (2011b) con los de hidrógeno y helio presentes en las estrellas O, al estar situados en longitudes de onda similares. Así, todo apunta a que los supuestos miembros O de la Asociación del Pez Dragón son en realidad objetos de tipo tardío. En cuanto al espectro de 2MASS J12115407-6317037, sus rasgos espectrales parecen ser más estrechos que los de las estrellas O de Mercer 30, mientras que si se tratara de una estrella WR (como afirmaban Rahman et al. 2011b), tendría que ser al contrario (ver discusión al respecto en la Sec. 3.1.1).

Si, tal como parece, la sobredensidad que detectaron Rahman et al. (2011a) no es realmente una asociación OB, ¿entonces de qué se trata? Curiosamente, los propios autores ya proporcio-

naron (aunque no fuera deliberadamente) una explicación alternativa, al indicar que estrellas gigantes de tipo K situadas a distancias entre 3.0 y 4.5 kpc presentarían las mismas magnitudes y colores que estrellas OB a la misma distancia (y sufriendo la misma extinción) que la Nebulosa del Pez Dragón. Según la interpretación de Rahman et al. (2011a), estas gigantes rojas serían simplemente los contaminantes de la Asociación del Pez Dragón, pero a la luz de las evidencias presentadas en esta tesis, parece más probable que la sobredensidad detectada por Rahman et al. (2011a) esté íntegramente compuesta por estrellas de tipo tardío más cercanas.

4.3. Hacia un cartografiado químico del disco Galáctico

El proceso de cartografiado del disco Galáctico a través de estrellas masivas en YMCs se puede descomponer en dos fases independientes entre sí. La primera consiste en establecer de forma lo más precisa posible en qué puntos del plano galáctico se van a medir las abundancias de metales, es decir, cómo están distribuidos espacialmente los YMCs cuyas estrellas modelamos para este propósito. La segunda fase es la medición de abundancias propiamente dicha. En esta sección, abordamos por separado los resultados obtenidos para cada una de las fases, siendo parte de ellos preliminares, y después discutiremos el trabajo futuro requerido para completar el cartografiado químico.

4.3.1. Distribución espacial de cúmulos jóvenes masivos

Sobre la fiabilidad de las distancias espectrofotométricas

A lo largo del Capítulo 3, hemos calculado las distancias espectrofotométricas de los YMCs Mercer 20, Mercer 30, Mercer 70 y Mercer 81, mientras que la de Mercer 23 ha sido tomada de un estudio (Hanson et al. 2010) que empleó el mismo procedimiento. Puesto que las mediciones de distancia son absolutamente cruciales para conocer las ubicaciones precisas de los cúmulos dentro de la Vía Láctea, resulta esencial para los objetivos de esta sección discutir la fiabilidad de dichas mediciones. Los casos de Mercer 20 (Sec. 3.2.1) y Mercer 30 (Sec. 3.1.4) han resultado ser ejemplos muy esclarecedores de por qué no debemos fiarnos sin más de las distancias espectrofotométricas: en ambos casos las hemos corregido en torno a un factor 2 respecto a los antiguos valores obtenidos por Messineo et al. (2009) y Kurtev et al. (2007), respectivamente. Dividimos esta discusión en dos partes: primero, identificación de las fuentes de error y evaluación de cómo afectan a nuestros resultados; y segundo, empleo de métodos de verificación independientes para incrementar la fiabilidad de las medidas espectrofotométricas.

Gracias a los casos arriba mencionados de Mercer 20 y Mercer 30, hemos podido identificar dos problemas en los procedimientos de caracterización (Capítulo 3) que provocan errores

considerables en las estimaciones espectrofotométricas:

- La utilización de estrellas WR como estándares espectrofotométricas, muy problemáticas debido a la gran dispersión que sufren sus magnitudes y colores intrínsecos. Al estar las estimaciones de distancia de Messineo et al. (2009) y Kurtev et al. (2007) basadas exclusivamente en este tipo de objetos, no solo los resultados eran erróneos, sino que además los errores eran difíciles de detectar al carecer de mediciones de distancia alternativas basadas en otro tipo de objetos. Nuestras observaciones espectroscópicas, que sí nos proporcionan tales alternativas, nos han permitido comprobar las discrepancias en particular para Mercer 30: de los tres miembros WR utilizados por Kurtev et al. (2007) para Mercer 30, dos (Mc30-07 y Mc30-08) son intrínsecamente más brillantes que lo que se esperaría de la calibración de Crowther et al. (2006) (además de que el tercero, Mc30-01, no estaba correctamente clasificado). En todo caso, los nuevos cálculos espectrofotométricos presentados en el Capítulo 3 eliminan completamente esta fuente de errores al haberse descartado las estrellas WR, así como otras clases muy luminosas que pudieran presentar incertidumbres similares (BHG, BSG).
- La confusión de objetos en las regiones más densas de los YMCs, debida a una insuficiente resolución espacial de las imágenes. Cuando un objeto que sufre este problema se selecciona para cálculos espectrofotométricos, se toma el flujo integrado de varias estrellas como si correspondiera a una sola, junto con el tipo espectral de la más brillante (que es la que domina la asignación del tipo espectral). Este hecho es el principal causante de la subestimación de distancia de Messineo et al. (2009) para Mercer 20, pues estos autores utilizaron exclusivamente lo que en las imágenes de 2MASS parecía un solo objeto, GLIMPSE20-6, y que ahora nosotros hemos resuelto como un grupo de varias estrellas luminosas (ver Sec. 3.2.1). Un segundo ejemplo es el de Mc20-06, situado en una región de Mercer 30 demasiado densa como para poder resolverse en la imagen de SofI/NTT presentada por Kurtev et al. (2007, Fig. 1). Este segundo caso no influyó en aquella primera estimación de distancia espectrofotométrica, ya que dicho objeto no fue empleado para este propósito por Kurtev et al. (2007), pero sirve para mostrar que el problema de la confusión de fuentes es habitual en observaciones de YMCs.

Por suerte, para las regiones conflictivas de los cinco YMCs caracterizados en el Capítulo 3, disponemos de imágenes NICMOS/HST de resolución espacial notablemente superior a aquellas donde hemos comprobado efectos importantes de confusión (típicamente, imágenes de telescopios terrestres sin óptica adaptativa). En las imágenes de NICMOS/HST presentadas en la Sec. 2.1.1 se pueden apreciar cómo la gran mayoría

de los objetos brillantes⁵ aparecen lo suficientemente separados como para hacer muy improbable que estén afectados por confusión. Hay algunas excepciones en reducidas zonas extremadamente densas de Mercer 30, Mercer 70 y Mercer 81, pero afortunadamente casi todos los objetos que parecían mostrar cierta confusión (Mc30-02, Mc30-06, Mc70-01, Mc81-02, Mc81-04) pertenecen a tipos espectrales descartados para cálculos espectrofotométricos. Así pues, podemos concluir que la excelente resolución espacial de NICMOS/HST hace que la incidencia del fenómeno de confusión de fuentes sea despreciable en las regiones centrales de los YMCs aquí estudiados. Lo mismo se puede decir de los datos de PANIC/Baade⁶ para Mercer 23 con los que se calculó la distancia espectrofotométrica asumida en la Sec. 3.2.2 Hanson et al. (véase 2010, Fig. 2). En cuanto a los pocos objetos fuera del campo de NICMOS/HST que se han empleado para cálculos espectrofotométricos, la densidad de fuentes puntuales en la periferia de los YMCs puede considerarse suficientemente pequeña como para que los efectos de confusión no sean significativos, aunque se empleen datos con peor resolución espacial (los de los sondeos públicos VVV y UKIDSS). Y si a pesar de todo, hay algún objeto utilizado en el cálculo de las distancias espectrofotométricas que esté afectado por confusión, su influencia en el resultado final no puede ser significativo si se ha calculado la distancia promedio basada en un número suficiente de objetos⁷.

Aún así, lo arriba expuesto no descarta totalmente la posibilidad de que haya otros errores sistemáticos en la espectrofotometría, como por ejemplo que la extinción se comporte de forma diferente a la ley asumida, o incluso que haya inexactitudes en la teoría de atmósferas estelares que produzcan luminosidades diferentes a las reales. Por ello, consideramos que los resultados de distancia son mucho más robustos si se verifican mediante métodos independientes.

El principal de estos métodos de verificación ha consistido en medir la velocidad radial del YMC y evaluar su compatibilidad con la distancia espectrofotométrica a través de la curva de rotación de la Vía Láctea⁸. La velocidad radial del cúmulo, medida normalmente a través del desplazamiento en longitud de onda que sufren los espectros de sus estrellas, se ha verificado mediante las velocidades del medio circundante tomadas de la literatura.

⁵Nos referimos aquí a los objetos que tienen un brillo en banda F222M suficiente (típicamente, $F222M \lesssim 14$) como para ser potenciales blancos de observaciones espectroscópicas en resolución media con telescopios de 8 - 10 metros de apertura, como es el caso de las tomadas por ISAAC/VLT

⁶Resulta sorprendente esta afirmación tratándose de un telescopio terrestre sin óptica adaptativa, pero así se puede comprobar en la figura citada. Parece lógico pensar que al tratarse de un YMC menos masivo y ligeramente más cercano que otros caracterizados en esta tesis, la densidad aparente de fuentes sea algo menor.

⁷Este no es el caso de Mercer 81, como se discutirá más adelante

⁸Alternativamente, podríamos haber considerado la distancia cinemática como valor principal y la espectrofotométrica como verificación. Sin embargo, hemos preferido la primera porque la segunda no deja de ser una medición indirecta dependiente del modelo de Vía Láctea, basada a su vez en estimaciones antiguas de distancia a otros objetos.

Esto último ha sido especialmente útil en el caso de Mercer 23 (Sec. 3.2.2), ya que ni nuestra medida de la velocidad basada en una sola estrella (Mc23-09), ni la publicada por Hanson et al. (2010) resultaban fiables (ver Fig. 3.32). La verificación de velocidades radiales del entorno también ha sido crucial en la primera caracterización de Mercer 81 (Sec. 3.2.4), ya que en ese momento solo estaban reducidos dos espectros de tipos poco adecuados para medidas espectrofotométricas. Cuando más tarde dispusimos del resto de espectros de este YMC, sí pudimos hallar la distancia espectrofotométrica, pero al estar basada en tan pocas estrellas, la verificación de velocidad radial seguía resultando esencial. Por último, debemos llamar la atención sobre lo útil que hubiera sido esta verificación si Kurtev et al. (2007) hubieran podido disponer de datos con la suficiente resolución espectral como para medir de forma fiable las velocidades radiales. En ese caso, estos autores se hubieran dado cuenta de que la distancia espectrofotométrica que obtuvieron para Mercer 30 (7.2 kpc) no era cinemáticamente compatible con la rotación Galáctica.

También consideramos como formas de verificación secundarias dos indicadores que podrían habernos hecho descubrir errores grandes en la estimación de la distancia, aunque dependan de las condiciones particulares de cada cúmulo. En primer lugar, sabemos que la extinción tiene que variar de forma creciente con la distancia y de forma decreciente con el valor absoluto de la longitud Galáctica (si esta toma valores $|b| \leq 180^\circ$). Esto nos ha permitido comprobar, por ejemplo, que Mercer 81 tiene que estar algo más lejos que la región del Centro Galáctico, ya que sus coeficientes de extinción son similares. En segundo lugar, hemos comparado las distancias obtenidas con aquellas en que la línea de visión corta a los brazos espirales (véase además la Fig. 4.9). Si alguno de los YMCs resultara estar situado lejos de cualquier brazo espiral (cosa que no ha sucedido según nuestras caracterizaciones), tendríamos algunas sospechas⁹ de que nuestra medición de distancia es errónea. Un buen ejemplo es el de Mercer 30 (ver Sec. 3.1.7): si hubiéramos obtenido una distancia tan solo un poco mayor, no sería posible situar este cúmulo en ningún brazo espiral.

Localización respecto a las componentes estructurales de la Vía Láctea

En la Fig. 4.9 se presenta una visión conjunta de las localizaciones (medidas a través de distancias espectrofotométricas) de los cinco YMCs caracterizados de forma completa en el Capítulo 3. En dicha figura, se dibujan también los brazos espirales de la Vía Láctea tal como son trazados por las regiones H II según el ajuste polinómico-logarítmico de Hou y Han (2014). Es el mismo modelo de estructura espiral cuyos cortes con las líneas de visión de los cúmulos

⁹En realidad no se puede descartar que un YMC esté situado en el espacio entre brazos, pero esto es significativamente menos probable según Grosbøl y Dottori (2012). De ahí la expresión “algunas sospechas” que utilizamos aquí

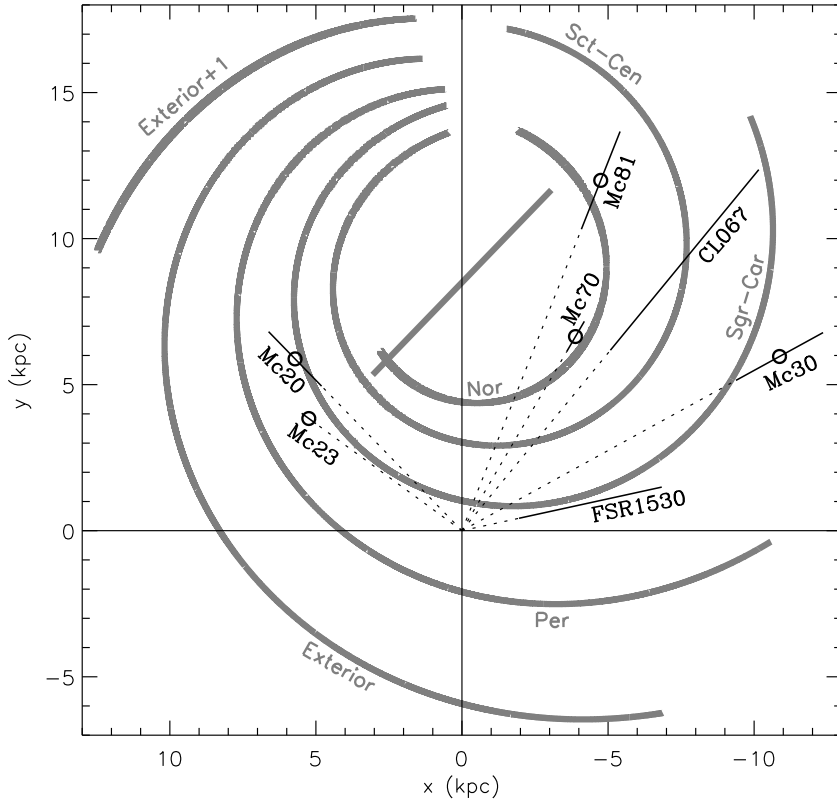


Figura 4.9: Localización de los cúmulos jóvenes caracterizados en el Capítulo 3 respecto de la estructura espiral definida por el modelo polinómico-logarítmico de brazos espirales ajustado a regiones H II por Hou y Han (2014) y el modelo de barra de Benjamin et al. (2005). Los segmentos continuos representan la desviación típica de la distancia espectrofotométrica para los cinco cúmulos caracterizados completamente, o dan una aproximación en orden de magnitud de la distancia (basada en los argumentos de la Sec. 3.2.5) de los dos cúmulos jóvenes que solo cuentan con resultados preliminares. El Sol se sitúa en el origen de coordenadas, y las líneas de visión hacia los cúmulos se representan como líneas de puntos.

se representaron en los correspondientes diagramas distancia-velocidad (Figs. 3.15, 3.24, 3.32, 3.39 y 3.47). Por ello, en la Fig. 4.9 se pueden visualizar de forma sencilla las relaciones inferidas en el Capítulo 3 entre los YMCs y los brazos espirales, y que resumimos en los siguientes puntos:

- Las distancias de Mercer 20, Mercer 23 y Mercer 30 son compatibles con su pertenencia al brazo de Sagitario-Carina, estando los dos últimos situados hacia el borde exterior de dicho brazo.
- Las distancias de Mercer 70 y Mercer 81 son compatibles con su pertenencia al brazo de

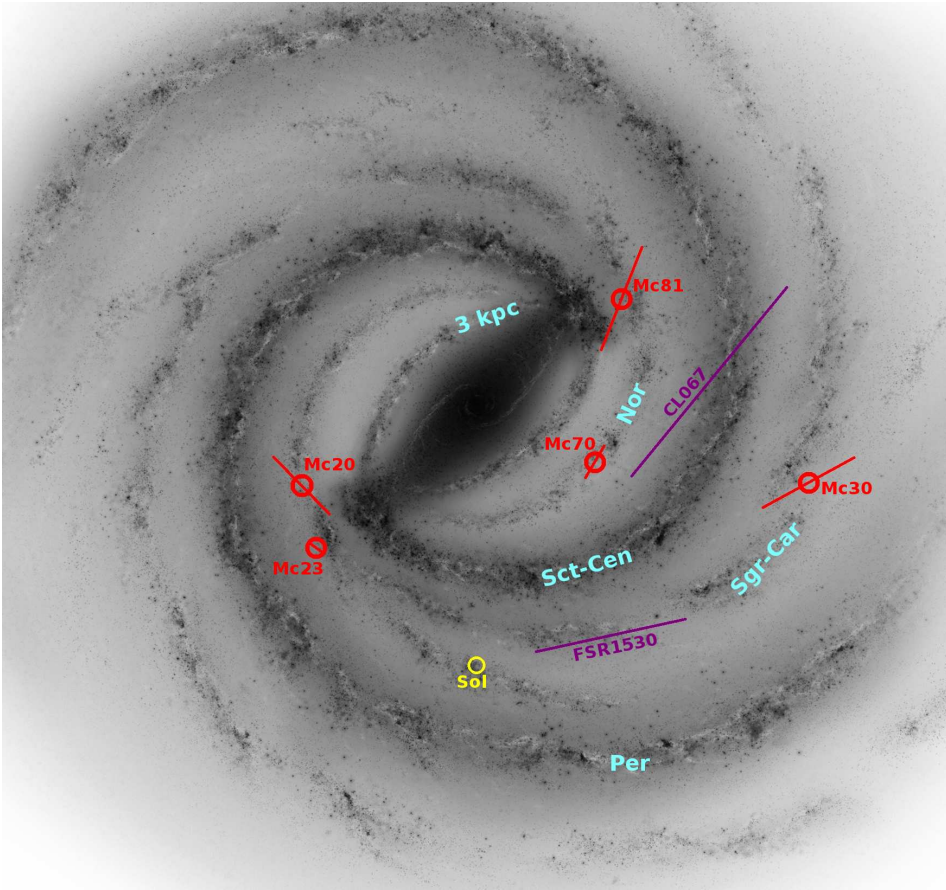


Figura 4.10: Distribución espacial de los cúmulos jóvenes caracterizados en el Capítulo 3 sobre una versión modificada digitalmente de la impresión artística de la Fig. 1.3. En rojo se muestran los cúmulos jóvenes cuya caracterización se ha completado, e incluyen las barras de error asociadas a sus distancias. En morado se representan las direcciones de las líneas de visión de aquellos cúmulos cuyos resultados preliminares indican edades jóvenes similares a las de los caracterizados completamente. Las distancias se han escalado ligeramente respecto de las anotaciones de la Fig. 1.3 para hacer coincidir la distancia al Centro Galáctico con el valor que se usa en esta tesis, $R_{\odot}^{(GC)} = 8.5$ kpc; originalmente, en la impresión artística se asumió el valor de Reid (1993): $R_{\odot}^{(GC)} = 8.0$ kpc.

Norma, estando el primero situado aproximadamente en su borde interior, y este último cerca del extremo lejano de la barra Galáctica (esta última representada en la Fig. 4.9 según el modelo de Benjamin et al. (2005)).

Tal como ya discutimos de forma particular para los casos de Mercer 23 (Sec. 3.2.2), Mercer 30 (Sec. 3.1.7) y Mercer 70 (Sec. 3.2.3), la pertenencia a un determinado brazo espiral debía ser discutida teniendo en cuenta su anchura y sus irregularidades. Estas dos caracterís-

ticas no se tienen en cuenta en modelos como el de Hou y Han (2014) aquí utilizado. Para tener una idea aproximada del aspecto que pueden presentar, según esto, los brazos espirales reales, recurrimos a la impresión artística de la Fig. 1.3 (basada en la estructura Galáctica inferida por Benjamin et al. 2005; Churchwell et al. 2005, 2009, a partir de las observaciones de GLIMPSE). En la Fig. 4.10 representamos sobre dicha impresión artística las posiciones de los YMCs de la misma manera que en la Fig. 4.9. De esta forma, curiosamente, las posiciones de los YMCs parecen reconciliarse mejor con su pertenencia a los brazos espirales, a pesar de que el modelo de Hou y Han (2014) sea más riguroso desde el punto de vista matemático.

En este punto, debemos detenernos para expresar ciertas reservas en relación a la localización de Mercer 81 respecto de la estructura Galáctica. En primer lugar, porque para calcular la distancia espectrofotométrica se utiliza una sola estrella Mc81-23, mientras que la velocidad radial se basa en solo dos estrellas (Mc81-03 y Mc81-23) y en la comparación con el medio circundante (véase Sec. 3.2.4). Si bien es cierto que la compatibilidad entre las diferentes medidas teniendo en cuenta la velocidad radial, así como la verificación concerniente a la extinción, fortalecen el valor obtenido de la distancia, tal como se explicó más arriba, la barra de error no resulta una medida tan fiable de la incertidumbre como para otros YMCs. En segundo lugar, Mercer 81 está situado en la mitad lejana de la Vía Láctea, donde las trayectorias de los brazos espirales están peor determinadas, y sus distancias dependen en mayor medida del valor de $R_{\odot}^{(GC)}$ asumido. Por todo ello, es posible que este cúmulo se sitúe algo más cerca (pero nunca más cerca que en Centro Galáctico, por el argumento de la extinción), o algo más lejos que lo que se representa en las Figs. 4.9 y 4.10. En el primer caso, Mercer 81 podría situarse en el brazo cercano de 3 kpc (véase por ejemplo Green et al. 2011) cerca de su intersección lejana con la barra, tal como se representa en la Fig. 4.10. En el segundo caso, podría llegar a pertenecer a la parte lejana del brazo de Escudo-Centauro. Ambas posibilidades serían, sin embargo, más difíciles de compatibilizar con las velocidades radiales y la curva de rotación Galáctica (ver Fig. 3.47).

Finalmente, hemos añadido a las Figs. 4.9 y 4.10 aproximaciones a la localización de los probables cúmulos jóvenes FSR 1530 y VVV CL067, basadas en los resultados preliminares de la Sec. 3.2.5. A pesar de no haber calculado sus distancias espectrofotométricas, las estimaciones cualitativas que se expusieron en dicha sección nos dan una idea de la localización de estos objetos si observamos los cruces entre sus líneas de visión y los brazos espirales. Como se puede apreciar en las Figs. 4.9 y 4.10, la longitud Galáctica de FSR 1530 coincide aproximadamente con la dirección tangente al brazo espiral de Sagitario-Carina. De la misma forma, la línea de visión hacia VVV CL067, junto con una distancia presumiblemente comparable a las de Mercer 30 y Mercer 81, nos hace pensar que seguramente pertenezca a la parte lejana

del brazo de Escudo-Centauro.

Cobertura espacial prevista

Según se explicó en la Sec. 1.3, pretendemos mapear bidimensionalmente las abundancias actuales en un área significativa del disco Galáctico, utilizando como sondas de medición un tipo de YMCs apropiados. También justificamos en dicha sección las condiciones observacionales que debían cumplir este tipo de YMCs para considerarse apropiados para estos propósitos: estar libres de emisión nebular, y estar dominados por una población de estrellas luminosas calientes. O lo que es equivalente (siempre que sean suficientemente masivos), presentar una edad de entre 2 y 7 Myr.

Los cinco cúmulos caracterizados completamente en el Capítulo 3 cumplen con las condiciones observacionales mencionadas, y además están en el rango de edad previsto. Por lo discutido en la Sec. 3.2.5, probablemente se pueda decir lo mismo de FSR 1530 y VVV CL067, aunque en el caso de FSR 1530 es posible que no haya un número suficiente de estrellas masivas (recordemos que los resultados preliminares eran indicativos de un cúmulo de masa intermedia). Por supuesto, los YMCs caracterizados en esta tesis no son los únicos que cumplen las condiciones requeridas. Existen otros, estudiados por trabajos anteriores a los nuestros, que podremos utilizar en el futuro como sondas de medición adicionales, con el propósito de “rellenar huecos” en el muestreo de la superficie del disco. Así que para evaluar correctamente la extensión y la homogeneidad espacial del cartografiado final, debemos tener en cuenta no solo los YMCs estudiados en el Capítulo 3, sino también un conjunto óptimo de YMCs tomados de la literatura.

A la hora de seleccionar YMCs de la literatura, nos interesa que sean lo más masivos posibles por las siguientes razones. Primero, porque así tenemos una mayor seguridad de que presentan una población abundante y diversa de estrellas luminosas de tipo temprano, que es lo que necesitamos para obtener abundancias precisas con modelos CMFGEN. Segundo, porque su facilidad de detección y de estudio espectroscópico hace que sean los más ampliamente estudiados en la literatura (y por tanto, de parámetros mejor conocidos) de entre los que se encuentran a varios kilopársecs de distancia. Y tercero, los YMCs relativamente poco masivos son más numerosos y su conocimiento está más sesgado hacia distancias cortas, por lo que encontrar un subconjunto que esté uniformemente distribuido independientemente de la distancia resulta ser un trabajo más arduo. Sin embargo, no podemos imponer que sean demasiado masivos porque su número sería demasiado reducido. Como valor de compromiso, escogemos para nuestra selección de YMCs anteriormente conocidos un corte inferior de $10^4 M_{\odot}$. Por encima de este corte, se espera que existan al menos 81 ± 21 YMCs en toda la Galaxia, según

Tabla 4.7: Coordenadas Galácticas y distancias a YMCs de la literatura con edades entre 2 y 7 Myr y masas iniciales superiores a $10^4 M_{\odot}$.

Denominación	l	b	d [kpc]	Referencia de distancia
Arcos	0.121	0.017	8.5	Se asume (Centro Galáctico)
Quintuplete	0.160	-0.059	8.5	Se asume (Centro Galáctico)
Cygnus OB2	80.22	0.80	1.33 ± 0.06	Kiminki et al. (2015)
Trumpler 14	287.408	-0.577	2.9 ± 0.3	Hur et al. (2012)
NGC 3603	291.618	-0.523	7.6	Melena et al. (2008)
Westerlund 1	339.549	-0.404	3.8	Lim et al. (2013)
DBSB 179	347.576	0.186	7.9 ± 0.8	Borissova et al. (2012)

Nota. Por consistencia con lo discutido para los YMCs caracterizados en esta tesis, se han descartado las distancias estimadas de forma cinemática.

la extrapolación de Ivanov et al. (2010). Si asumimos que los que tienen edades entre 2 y 7 Myr son algo más de la mitad¹⁰, entonces es esperable la existencia de ~ 50 YMCs que cumplan las condiciones impuestas. Esta cantidad es más que suficiente para lograr una cobertura homogénea a escalas menores que $R_{\odot}^{(GC)}$.

En la Tabla 4.7 se presentan los resultados de la búsqueda bibliográfica de YMCs de edades entre 2 y 7 Myr y masas confirmadas superiores a $10^4 M_{\odot}$. En la selección, hemos sido estrictos en el cumplimiento de los rangos de edad y masa escogidos, descartando aquellos objetos cuyas caracterizaciones los situaban en torno a los límites de las condiciones impuestas pero sin entrar claramente en ellos. Un ejemplo dudoso, tanto por edad como por masa, es Westerlund 2, que según investigaciones recientes (Ascenso et al. 2007; Vargas Álvarez et al. 2013; Carraro et al. 2013; Hur et al. 2015) tiene en torno a $10^4 M_{\odot}$, pero no está claro que supere este límite; y cerca de 2 Myr, pero con ciertas probabilidades de que su edad sea algo menor. Tampoco se ha incluido el Cúmulo del Centro Galáctico porque probablemente no sea un YMC creado como los demás, a través del colapso *in situ* de una sola nube de gas; su población estelar seguramente se haya originado a través de una mezcla de material interestelar de diferentes orígenes y colapsadas en diferentes momentos (véase por ejemplo Alexander 2005; Feldmeier et al. 2014). Por ello, este cúmulo no sería adecuado como sonda de medición de abundancias químicas en un punto determinado. En todo caso, el Centro Galáctico, de masa total $\sim 10^7 M_{\odot}$ según las más recientes estimaciones (Feldmeier et al. 2014; Schödel et al. 2014; Chatzopoulos

¹⁰La extrapolación de Ivanov et al. (2010) está calibrada con el número de YMCs situados a 6 kpc o menos, según la lista presentada por Messineo et al. (2009, Tabla 4). Tanto si consideramos esta lista completa como si seleccionamos solo los situados a 6 kpc o menos, la mitad de ellos tienen edades entre 2 y 7 Myr. Esto sigue siendo aproximadamente cierto incluso si añadiéramos YMCs descubiertos/caracterizados posteriormente a los trabajos citados. Debido a efectos de selección (que no es pertinente discutir aquí) en contra de la detección de cúmulos más jóvenes y más viejos, es posible que esa mayoría sea solo aparente. No obstante, una fracción mayor de cúmulos embebidos o de cúmulos de RSGs afectaría al número total de YMCs y a las proporciones entre los de diferentes edades, pero no al número de los que tienen edades entre 2 y 7 Myr.

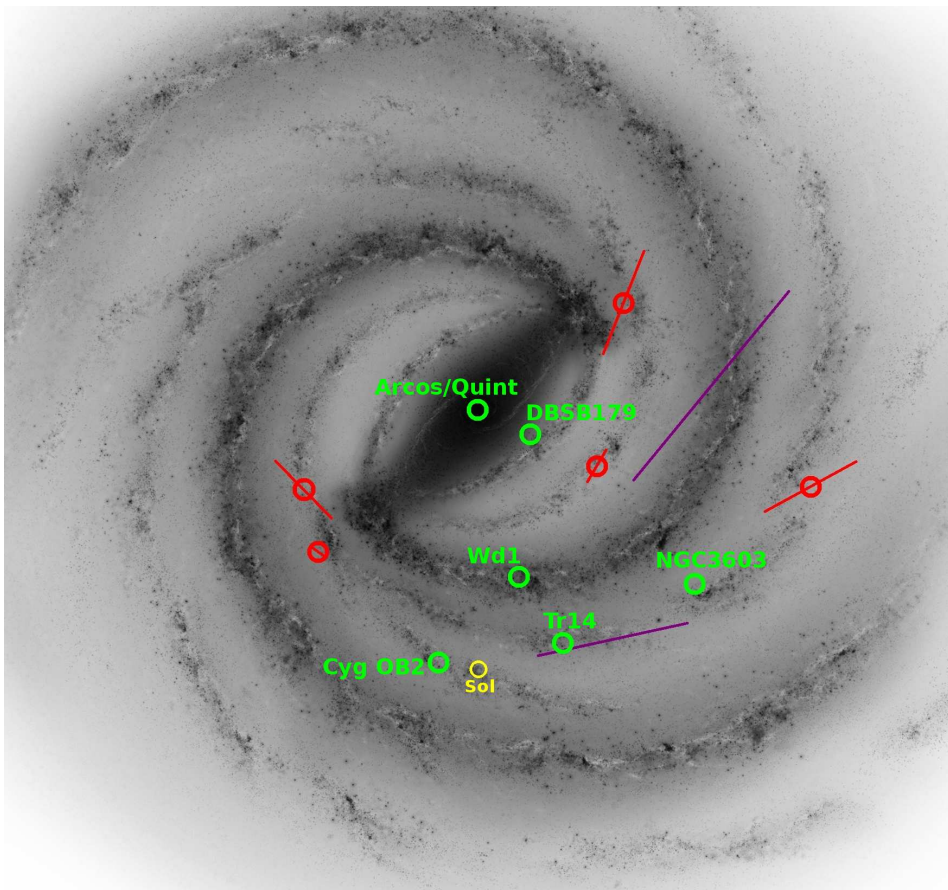


Figura 4.11: La misma imagen de la Fig. 4.10 (excepto etiquetas de cúmulos y brazos espirales), a la que se han añadido los YMCs de la Tabla 4.7 (en verde). Se emplean las siguientes abreviaturas: Quint, Quintuplete; Tr14, Trumpler 14; Wd1., Westerlund 1. Nótese que no todos los cúmulos representados en rojo y morado (es decir, los estudiados en esta tesis) cumplen la condición $M > 10^4 M_{\odot}$, que sí se le exige a todos los de la Tabla 4.7.

et al. 2015; Fritz et al. 2016) lo situarían dentro de la categoría de cúmulos ultramasivos, según la clasificación presentada en la Sec. 1.2.1. Por otro lado, sí se ha incluido Cygnus OB2 a pesar de la controversia sobre su naturaleza como cúmulo propiamente dicho (Knödlseider 2000; Wright et al. 2014), porque en todo caso la mayor parte de su población masiva (véase el censo más reciente, de Wright et al. 2015) tiene edades dentro del rango exigido y es extremadamente abundante.

Afortunadamente, entre los YMCs de la Tabla 4.7, hay dos, situados en la región del Centro Galáctico, en donde ya se han medido abundancias: el cúmulo de los Arcos (Najarro et al. 2004; Martins et al. 2008), y el del Quintuplete (Najarro et al. 2009). Los resultados de estos autores

serán discutidos más abajo.

Al añadir a la Fig. 4.10 los siete cúmulos de la Tabla 4.7, se obtiene la Fig. 4.11. Parece claro que la red de YMCs aquí considerada ya basta para cubrir un área sustancial del disco Galáctico de forma aproximadamente homogénea a escalas del orden de 5 kpc. Debe recordarse que se trata de un conjunto mínimo que cumple la condición de presentar una distribución espacial adecuada, y que siempre puede ser completada con otros YMCs de la literatura que no hemos seleccionado por no tener masas confirmadas superiores a $10^4 M_{\odot}$. Al fin y al cabo, uno de los cúmulos aquí caracterizados Mercer 23, ni siquiera cumple dicha condición sobre la masa total, pero es perfectamente válido para su uso como sonda de medición de abundancias, dada su abundante población de estrellas analizables con CMFGEN (véase Sec. 3.2.2, y también Hanson et al. 2010).

Al igual que en las Figs. 4.9 y 4.10, en la Fig. 4.11 se incluyen los dos cúmulos jóvenes que se describieron de forma preliminar en la Sec. 3.2.5, a pesar de no estar aún bien caracterizados. Sin embargo, la posición aproximada de VVV CL067 puede convertirlo en un objeto esencial para cubrir una región del disco donde de momento no encontramos otros YMCs: la correspondiente a longitudes Galácticas en torno a -45° y distancias $l \sim 10$ kpc o algo mayores. Por el contrario, la posición aproximada de FSR 1530 hace que este objeto no sea tan determinante para nuestro cartografiado químico, ya que entre los YMCs de la Tabla 4.7 ya hay dos (Trumpler 14 y NGC 3603) en direcciones similares y diferentes distancias, y por tanto alguno de los dos (dependiendo de cuál sea la distancia a FSR 1530) ya está ocupando la misma región del disco.

Vista de forma global, la Fig. 4.11 muestra claramente de qué forma se amplía la cobertura espacial mediante los cúmulos caracterizados en el Capítulo 3 respecto a los de la Tabla 4.7, incluso si solo consideramos los que tienen masas confirmadas mayores que $10^4 M_{\odot}$. De los 7 YMCs seleccionados de la literatura, todos menos uno (NGC 3603) se sitúan o bien a distancias menores que 4 kpc, o bien en direcciones próximas a $l = 0^{\circ}$. Comparativamente, el conjunto de los aquí presentados se localizan a distancias mayores y están más homogéneamente distribuidos en longitudes Galácticas.

4.3.2. Medidas de abundancias

Base teórica y metodológica

Nuestra intención es medir en las atmósferas de las estrellas las abundancias de elementos químicos iniciales, es decir, las que tenía el gas a partir del cual fueron creadas. En principio, se pueden medir de forma directa ajustando modelos de atmósfera a las estrellas cuyas fotosferas

no contienen material mezclado con el del interior, es decir, enriquecido por nucleosíntesis (especialmente a través del proceso CNO, ver Sec. 1.1.1). Esto es así para todas las estrellas de MS que rotan lentamente y no han sufrido ningún proceso de intercambio de masa con compañeras más evolucionadas. Solo podemos saber a posteriori si sus atmósferas no presentan material químicamente enriquecido, analizando si las abundancias resultantes son consistentes con abundancias originales. Este análisis se puede llevar a cabo, por ejemplo, comparando las proporciones de abundancias entre diferentes elementos (especialmente los que tienen orígenes comunes, como los elementos α) con las solares.

Sin embargo, a la hora de medir abundancias de metales en cúmulos lejanos y oscurecidos, el uso de estrellas con atmósferas no enriquecidas presenta en la práctica una serie de obstáculos difíciles de salvar. En primer lugar, las líneas metálicas son escasas y débiles en los espectros NIR de estrellas de MS. En segundo lugar, la poca luminosidad relativa de estos objetos hace que la obtención de espectros con suficiente S/N como para poder realizar ajustes precisos a líneas tan débiles se complique sobremedida. Por último, aunque hay casos de estrellas evolucionadas con líneas de elementos distintos a los procesados por el ciclo CNO (concretamente silicio y magnesio), estos casos son realmente escasos en nuestra muestra de observaciones (Capítulo 3). Por ello, se hace necesario medir las abundancias sobre atmósferas químicamente procesadas, e inferir a partir de ellas las abundancias iniciales, siendo imprescindible saber de qué forma han sido alteradas sus proporciones.

Tal y como se mencionó en la Sec. 1.1.1, el material enriquecido que se puede hallar en los diferentes tipos de estrellas masivas (con algunas excepciones como las estrellas WC) ha sido procesado predominantemente mediante el ciclo CNO, que se esquematiza en la Fig. 4.12. En realidad se trata de un doble ciclo, pues la secuencia de reacciones se bifurca a partir de la fusión del ^{15}N : aproximadamente, por cada 2500 veces que esta reacción da lugar a un núcleo de ^4He y otro de ^{12}C , hay una que resulta en un núcleo de ^{16}O (Caughlan y Fowler 1962). Como consecuencia, el proceso de enriquecimiento desde las abundancias iniciales hasta las correspondientes al equilibrio final tiene lugar en dos fases diferenciadas (Caughlan 1965), que operan en diferentes escalas temporales:

1. La rama principal, conocida como “ciclo CN”, alcanza primero un estado de cuasiequilibrio cuyas abundancias quedan determinadas por los diferentes ritmos de reacción. Al ser la fusión del ^{14}N significativamente más lenta que el resto de reacciones, se produce una acumulación de este isótopo en detrimento del ^{12}C , que inicialmente era el más abundante. Es decir, prácticamente todo el carbono disponible se convierte en nitrógeno.
2. De forma similar pero mucho más lenta (a escalas del orden del tiempo de vida de la

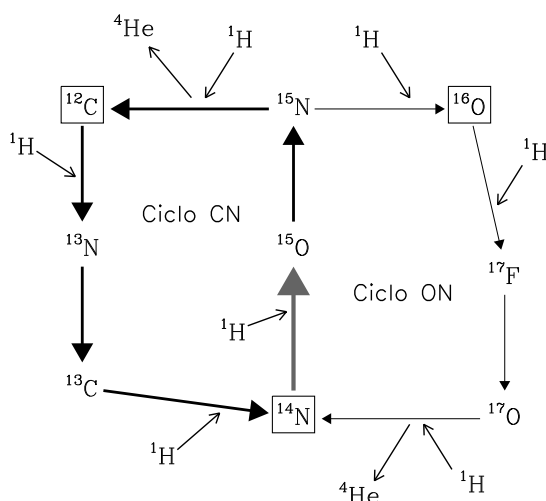


Figura 4.12: Esquema de las reacciones nucleares involucradas en el ciclo CNO, incluyendo las ramas principal y secundaria. La rama principal (CN) se representa con flechas gruesas, y la secundaria (ON) con flechas delgadas. La flecha gris simboliza la reacción que limita el ritmo del ciclo por ser la más lenta. Se resaltan mediante recuadros los isótopos dominantes de carbono, nitrógeno y oxígeno. Por simplicidad, se han omitido las partículas subatómicas salientes (positrones, neutrinos y fotones).

estrella en la MS), la rama secundaria, conocida como “ciclo ON”, convierte casi todo el oxígeno disponible en nitrógeno.

Así que, a grandes rasgos, podemos encontrar dos tipos de abundancias superficiales procesadas por el ciclo CNO: las poco evolucionadas, con carbono mermado y oxígeno (casi) intacto, y las muy evolucionadas, con ambos elementos agotados y convertidos en nitrógeno. Por tanto, la detección de una cantidad significativa de carbono en el espectro implica, en principio, que la abundancia de oxígeno que se pueda medir se corresponde con la que inicialmente tenía la estrella. Sin embargo, esta medida no es completamente fiable porque cabe la posibilidad de que haya material totalmente procesado (es decir, sin oxígeno) que haya emergido a la superficie (por ejemplo, debido a la rotación) mezclándose con el no procesado; en ese caso estaríamos detectando en realidad un límite inferior a la abundancia inicial de oxígeno. En cambio, en el caso muy evolucionado, sí podemos garantizar una correspondencia entre composición inicial y actual: el valor de Z_N medido en la superficie es aproximadamente¹¹ igual a la suma de los valores iniciales de los tres elementos, $Z_C + Z_N + Z_O$.

¹¹Al despreciar las abundancias remanentes de C y O estamos sobreestimando las abundancias iniciales en $\sim 5\%$, y al sumar las fracciones de masa cuando estrictamente deberían sumarse en número, estamos subestimándolas en $\sim 5\%$. Así que ambos errores se cancelan de forma aproximada, y aunque no fuera así, estos errores son bastante menores que las incertidumbres asociadas a la medida de Z_N mediante el ajustes de modelos de atmósfera.

Basándose en este último argumento, Najarro et al. (2004) descubrieron que las estrellas WNh¹² (estrellas WN ricas en hidrógeno) son objetos ideales para medir de forma precisa la metalicidad de poblaciones estelares jóvenes. Según comprobaron estos autores, los modelos evolutivos cuyos parámetros son consistentes con fases WNh, tienen las abundancias superficiales que se esperan del equilibrio CNO, es decir, carbono e hidrógeno agotados, y nitrógeno acercándose a su máximo de abundancia. Este valor máximo de Z_N es independiente de la edad y de la velocidad de rotación de la estrella, y además es aproximadamente proporcional a la metalicidad (ver Najarro et al. 2004, Fig. 2).

Najarro et al. (2004) realizaron su análisis con una versión antigua de los modelos evolutivos de Ginebra (Schaller et al. 1992; Schaerer et al. 1993a,b), y usando valores solares ahora obsoletos (Anders y Grevesse 1989). Posteriormente, Martins et al. (2008, véase su Fig. 10) utilizaron el mismo método con una versión intermedia de los modelos del grupo de Ginebra que tenía en cuenta la rotación (Meynet y Maeder 2003, 2005), pero seguían considerando las abundancias solares obsoletas arriba citadas. Puesto que en esta tesis se emplean versiones más modernas tanto de las trazas evolutivas como de las abundancias solares, es necesario proporcionar aquí una actualización sobre la gráfica en que se basa el método.

En la Fig. 4.13 se representan trazas evolutivas de la última versión del grupo de Ginebra (Ekström et al. 2012) en el plano edad- Z_N , y resaltando la fase WNh (que discutiremos más abajo) de la misma manera que en Najarro et al. (2004, Fig. 2). Desafortunadamente, en el momento de escribir este texto, la última versión de los modelos de Ginebra solo cuenta con trazas evolutivas de metalicidad solar ($Z = 0.014$, según Asplund et al. 2009), y con metalicidad $Z = 0.002$ (Georgy et al. 2013), demasiado escasa como para considerarlo en análisis de estrellas Galácticas. Pero esto no tiene importancia para el análisis de estrellas WNh, pues tal como antes explicamos, la abundancia de nitrógeno en superficie es proporcional a la metalicidad, lo que nos permite escalar ambos parámetros.

Para identificar los segmentos de las trazas evolutivas que corresponden a etapas WNh en la Fig. 4.13, hemos impuesto las siguientes condiciones:

- $\log T_{\text{eff}} > 4.0$, que es el criterio de temperatura utilizado por Georgy et al. (2013) para identificar en las trazas evolutivas los tipos WR en general.
- $0.1 \leq X_H \leq 0.5$, para garantizar que el H está significativamente mermado, pero no tanto como para que no se pueda distinguir en el espectro. En la literatura (por ejemplo Georgy et al. 2012) se suelen tomar límites superiores algo menores, pero tal como

¹²Preferimos esta denominación a la utilizada tradicionalmente, WNL (donde “L” significa *late*), porque esta última induce a confusión, ya que ni todas las WN tardías son ricas en H, ni todas las WN tempranas son pobres en H (Smith y Conti 2008).

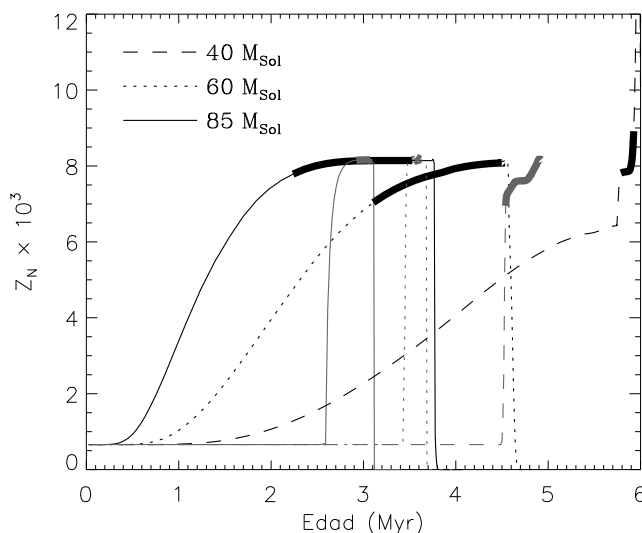


Figura 4.13: Abundancia superficial de nitrógeno frente a edad para las trazas evolutivas de metalicidad solar con rotación (líneas negras) y sin rotación (líneas grises) del grupo de Ginebra, en su última versión (Ekström et al. 2012). Solo se han incluido aquellas trazas que alcanzan fases WNh (segmentos gruesos), tal como se definen en el texto, dentro del rango de edades posibles de las estrellas WN o Of/WN presentadas en el Capítulo 3.

explican Meynet y Maeder (2003), dicho límite admite cierta flexibilidad (o arbitrariedad). Siendo así, preferimos tomar el valor 0.5 porque los modelos de estrellas WNh que hemos confeccionado hasta el momento (Mc30-07, Mc30-08, Mc81-03) dan como resultado valores bastante grandes de X_H , entre 0.3 y 0.5 (Tablas 3.6 y 3.22). De todas formas, hemos comprobado que al extender el límite superior de X_H , el rango de valores de Z_N no varía de forma significativa.

- $Z_N/Z_C \geq 15$, para asegurarnos de que las abundancias de C y N se corresponden con las del equilibrio CNO, según las tablas de Caughlan y Fowler (1962). Teniendo en cuenta la excelente S/N de nuestros espectros de estrellas WNh, valores de este cociente inferiores a 15 son perfectamente distinguibles mediante el ajuste a los modelos de atmósfera.

Las trazas dibujadas en la Fig. 4.13 son las únicas que pasan por la fase WNh durante los rangos de edades estimados en el Capítulo 3 para los YMCs que albergan este tipo de objetos (Mercer 23, Mercer 30, Mercer 81, y también Mercer 70 si incluimos los tipos en transición Of/WNh). Se concluye que para metalicidad solar, $Z_N \approx 0.008$ para todos los casos, con errores relativos en torno al 10 %. Tal como esperábamos, este valor es igual, dentro de sus incertidumbres, a la suma de los valores solares $Z_{C,\odot} + Z_{N,\odot} + Z_{O,\odot} = 0.0078$. Estos

resultados son bastante menores que los que obtuvieron Najarro et al. (2004) y Martins et al. (2008), respectivamente 0.015 y 0.013. La discrepancia entre los antiguos valores y el que aquí hallamos se debe fundamentalmente a la actualización de las abundancias solares, y muy especialmente la de oxígeno.

En resumen, la metalicidad se puede hallar directamente midiendo las abundancias superficiales en estrellas que podamos garantizar que no están químicamente procesadas, o bien en las de tipo WNh mediante $Z_{\star} \approx Z_{\text{N}}/0.008$. Para las de composición intermedia, podemos utilizar el valor de Z_{\odot} pero con cautela, comprobando que el resultado es consistente con haber sido procesados solo por el ciclo CN, y con los resultados de otras estrellas del mismo cúmulo.

Resultados provisionales

Tal como vimos en el capítulo previo, en el momento actual solo una parte de los espectros observados han sido ajustados a modelos CMFGEN. En concreto, este trabajo se ha completado solamente para los datos del YMC Mercer 30 (Sec. 3.1.3), y adicionalmente se ha ajustado un modelo a un miembro de Mercer 81 (Sec. 3.2.4). Los valores de abundancias superficiales producidos por estos modelos fueron simplemente presentados en las Tablas 3.6 y 3.22. Tras lo explicado más arriba, ahora estamos en condiciones de discutir la relación entre aquellos valores y las abundancias iniciales de las estrellas. A continuación lo discutimos por separado para cada tipo de abundancia superficial, empezando por las estrellas más enriquecidas por el ciclo CNO.

Estrellas WNh. El método antes descrito da como resultado $Z = 1.9 Z_{\odot}$ para Mc81-03. En cuanto a los miembros WNh de Mercer 30, nos encontramos con dos resultados que no parecen consistentes entre sí: $Z = 1.25 Z_{\odot}$ para Mc30-07 y $Z = 2.4 Z_{\odot}$ para Mc30-08. Al examinar los ajustes de los modelos correspondientes (Fig. 3.10), descubrimos una posible explicación a esta discrepancia: el de Mc30-08 se ajusta bastante mal al doblete de N III en $2.25 \mu\text{m}$, siendo consistente con una abundancia de N bastante inferior (pero muy difícil de cuantificar por estar las líneas observadas prácticamente al nivel del ruido). Al buscar el modelo de mejor ajuste a Mc30-08, dimos preferencia a otras líneas de N mucho más intensas, porque al no estar afectadas por ruido conducen, en principio, a un modelo más preciso. Pero a pesar de que el ajuste resultante es excelente (con excepción del doblete mencionado), las intensidades podrían estar falseadas por alguna degeneración, es decir, por una combinación de errores en otros parámetros que se cancelen entre sí, y que no hemos podido identificar. Estas dudas razonables nos llevan a descartar el resultado de Mc30-08 como medida de la metalicidad del YMC que alberga este objeto.

El caso peculiar de Mc30-01. Si nos fijáramos solamente en los valores numéricos resultantes del modelo de Mc30-01 según la Tabla 3.6, las altas abundancias de He y N, junto con los pequeños valores de los límites superiores de C y O, nos harían pensar que se trata de una estrella WNH con $Z = 0.6 Z_{\odot}$. Sin embargo, el espectro de Mc30-01 corresponde a una binaria (tal como se discutió en la Sec. 3.1.5) compuesta por supergigante O intermedia muy luminosa y por una estrella O tardía, teniendo ambas una luminosidad similar, al menos en banda K. Lo que sucede aquí es que para cada rasgo espectral, el modelo se ajusta de forma aproximada a la componente predominante, pero esta componente está diluida por la luz de la otra estrella, y posiblemente también distorsionada por la misma línea del objeto secundario. Por ello, solo podemos afirmar que al menos una de las estrellas tiene una gran abundancia de N respecto a C y O, conllevando que está muy procesada por el ciclo CNO, y que es la dilución de los rasgos espectrales lo que produce la apariencia de poca metalicidad. Además, al estar ajustando el modelo de una sola estrella a lo que en realidad son dos espectros combinados de tipos espectrales algo diferentes, ni siquiera puede afirmarse que las abundancias superficiales obtenidas sean una combinación lineal de las existentes en cada una de las dos estrellas. Por lo tanto, este modelo no debe incluirse a la hora de estimar la metalicidad de Mercer 30.

Otras estrellas con procesamiento CNO avanzado. Nos referimos aquí a aquellas estrellas cuyas abundancias superficiales revelan que el ciclo CNO ha estado operando mucho más allá del cuasiequilibrio del subciclo CN, lo cual se espera que ocurra antes de que se altere significativamente la proporción hidrógeno/helio. En primer lugar, entraría en esta categoría Mc30-02, por estar su superficie enriquecida de helio. Este objeto es demasiado frío como para poder medir los metales involucrados en el ciclo CNO, pero a diferencia del resto de los miembros de Mercer 30, su espectro presenta líneas de elementos α no implicados en los procesos de fusión del hidrógeno: el silicio y el magnesio. Para el primero se obtiene una abundancia igual a la solar, y para el segundo, 1.9 veces solar; como medida de compromiso de la metalicidad de esta estrella, consideraremos el promedio de ambos, $Z = 1.4 Z_{\odot}$. Por otro lado, se puede distinguir un estado avanzado de enriquecimiento CNO cuando $Z_{\text{O}} < Z_{\text{N}}$, ya que la conversión de todo el C en N no es suficiente para superar al O (tomando como referencia los valores solares). Esta condición se cumple claramente para Mc30-06a y Mc30-06b, a pesar de que aún no se observa enriquecimiento de He en sus superficies. Desafortunadamente, el límite superior que se obtiene para Z_{O} es, en ambos casos, demasiado laxo como para poder saber lo cerca que estamos del equilibrio CNO. Por lo tanto, las abundancias de nitrógeno solo nos dan un límite inferior a la metalicidad: en ambos casos, $Z > 0.5 Z_{\odot}$.

Tabla 4.8: Medidas de metalicidad (respecto de los valores solares) basadas en la abundancia de oxígeno y en la suma de C, N y O, para estrellas procesadas solo por el subciclo CN.

Objeto	Tipo espectral	$Z_{\text{O}}/Z_{\text{O},\odot}$	$Z_{\Sigma\text{CNO}}/Z_{\Sigma\text{CNO},\odot}$	¿Fiable?
Mc30-03	O6 If	1.3	1.2	Sí
Mc30-10	O4 I-III	0.6	0.7	No (espectro compuesto)
Mc30-11	O5.5-6 I-II	0.8	0.7	Sí
Mc30-13	O5.5-6 I-II	0.9	0.9	No (espectro compuesto)
Mc30-18	O7.5-8.5 I-II	0.3	0.4	No (espectro compuesto)
Mc30-19	O6.5-7 I-III	0.8	1.2	Dudoso (ver texto)

Estrellas con abundancias superficiales procesadas solo por el subciclo CN. Nos referimos aquí a las estrellas cuya relación de abundancias $Z_{\text{N}}/Z_{\text{C}}$ toma en la superficie un valor significativamente mayor que el valor solar (~ 0.3), pero todavía se puede detectar cierta cantidad de carbono (es decir, no ha alcanzado el cuasiequilibrio CN). En esta categoría entran los seis objetos de la Tabla 4.8, donde se presentan sus abundancias superficiales de oxígeno, además de la suma de las fracciones de masa de C, N y O (denotada como ΣCNO) para cada uno de ellos. Como ya se explicó previamente, Z_{O} probablemente se mantiene intacto en las superficies de este tipo de estrellas, así que utilizaremos este dato como posible medida de la abundancia, mientras que la suma de C, N y O se empleará como método secundario de verificación. De esta forma, si ambos valores son notablemente discrepantes, podemos sospechar que la abundancia de O está falseada. Teniendo en cuenta que las incertidumbres en las abundancias pueden ser del orden del 30 %, todos los valores de ΣCNO son totalmente compatibles con los de Z_{O} excepto Mc30-19. En este último caso, la diferencia podría deberse, por ejemplo a la mezcla de material procesado por el subciclo CNO (incluyendo el subciclo ON) con material no procesado, de forma que el oxígeno aparecería mermado aún habiendo carbono disponible en una cantidad significativa. Por ello, a la hora de calcular la metalicidad del cúmulo huésped, consideraremos este objeto como dudoso; no lo descartaríamos de forma definitiva porque la diferencia entre ΣCNO y Z_{O} tampoco está claramente por encima de sus incertidumbres. Por otra parte, en la Tabla 4.8 figuran tres objetos (Mc30-10, Mc30-13 y Mc30-18) que tienen espectros compuestos, tal como se comprobó en la Sec. 3.1.5. En base a la misma argumentación expuesta más arriba para Mc30-01, las abundancias resultantes de estos tres objetos no son fiables. El caso más claro es el de Mc30-13, cuya abundancia de oxígeno, tal como se presenta en la Tabla 4.8, implicaría una metalicidad muy inferior a la del resto de los miembros de Mercer 30. En resumen, las únicas estrellas de este conjunto que pueden ser utilizadas como medida fiable de Z son Mc30-03 y Mc30-11.

Estrellas de superficie sin procesar o apenas procesada. El caso más claro es el de Mc30-09, pues las proporciones entre C, N y O son casi idénticas a las solares. Mirando los valores exactos que figuran en la Tabla 3.6, podría interpretarse que hay un leve enriquecimiento de N frente a C, pero esta afirmación no está clara porque las incertidumbres en las medidas son del mismo orden que la alteración de sus proporciones. En todo caso, tanto la suma de las abundancias C, N y O como la de oxígeno por sí sola son 0.7 veces los respectivos valores solares. Por otra parte, las abundancias superficiales del objeto Mc30-05 también son consistentes con abundancias originales o ligeramente procesadas por el subciclo CN. Sin embargo, la visualización del ajuste al espectro observado (Fig. 3.9) revela un problema relacionado con su cobertura en longitud de onda, menor que la de otros espectros. Al no estar observado el triplete de C IV que se sitúa en torno a $2.08 \mu\text{m}$, el único rasgo espectral de carbono que sobresale claramente del ruido es el de multiplete en $2.12 \mu\text{m}$, donde se superponen también las únicas líneas observables de oxígeno en ese rango. Esto causa que la abundancia de oxígeno resultante no sea en absoluto fiable.

Nótese que la única estrella modelada que no ha sido discutida es Mc30-22. Su espectro no presenta ninguna línea metálica lo suficientemente intensa como para sobresalir significativamente del nivel de ruido. De hecho, sus abundancias de C, N y O no se han medido, sino que se han asumido (ver Tabla 3.6).

En resumen, disponemos de cinco miembros de Mercer 30 donde se puede medir la metalicidad de forma fiable: la estrella WNh Mc30-08; la hipergigante rica en He Mc30-02; las supergigantes menos evolucionadas químicamente Mc30-03 y Mc30-11; y la estrella de superficie químicamente intacta Mc30-09. Promediando y calculando la desviación típica de las metalicidades inferidas para estos cinco objetos, obtenemos $Z_{\text{Mc30}} = (1.1 \pm 0.3)Z_{\odot}$. Si incluyéramos el objeto dudoso Mc30-19, este resultado no variaría significativamente (sería 1.0 ± 0.3).

En cuanto a Mercer 81, tomaremos provisionalmente el valor inferido para Mc30-03, $Z = 1.9 Z_{\odot}$, como medida preliminar de la metalicidad de este cúmulo. Posponemos el cálculo definitivo para el momento en que hayamos completado el modelado de sus miembros observados.

4.3.3. Discusión y trabajo futuro

Homogeneización de las medidas de metalicidad

Si unimos los resultados obtenidos en la anterior sección a los provenientes de la literatura, resulta que ya disponemos de medidas de metalicidad en cuatro de los cúmulos representados en la Fig. 4.11, aunque en uno de los casos (el de Mercer 81) se trate de un resultado preliminar. Además, para uno de los cúmulos (el de los Arcos) hay dos medidas, obtenidas independien-

temente por Najarro et al. (2004) y por Martins et al. (2008). Como ya apuntamos en la Sec. 4.3.2, estos dos trabajos son metodológicamente similares respecto al cálculo de abundancias que el que hemos llevado a cabo aquí, con la principal salvedad de que nosotros hemos empleado modelos evolutivos y abundancias solares más actualizadas. Por ello, se pueden establecer comparaciones directas entre sus resultados y los nuestros, siempre que reinterpretemos sus resultados para estrellas WNh utilizando las nuevas trazas evolutivas aquí presentadas (Fig. 4.13). La importancia de revisar los resultados antiguos de esta forma queda patente al evaluar cómo cambian las conclusiones extraídas de ellos; por ejemplo, Najarro et al. (2004) concluyeron que el Cúmulo de los Arcos tenía metalicidad solar, mientras que nuestra reevaluación conduciría a la conclusión de metalicidad dos veces solar para este objeto.

También pretendemos establecer una comparación con la medida de metalicidad de Najarro et al. (2009) para el Cúmulo del Quintuplete, pero antes debemos aclarar qué es exactamente lo que estos autores están midiendo. Las estrellas que Najarro et al. (2009) ajustaron a modelos CMFGEN son de tipo LBV, donde no es posible hallar (al menos en los intervalos de longitud de onda cubiertos) las abundancias de carbono, nitrógeno ni oxígeno, pero sí pudieron calcular de forma precisa las de magnesio, silicio y hierro. Este último elemento químico tiene el inconveniente de que su enriquecimiento cósmico está desacoplado del de los elementos α (ver Sec. 1.3) y los que intervienen en el ciclo CNO. Por el contrario, los elementos α sí están acoplados entre sí, y puesto que el origen de estos está en las estrellas masivas, sus abundancias deberían guardar bastante relación con el C y el N, generados predominantemente por estrellas masivas. Por esta razón, las abundancias de Mg y Si pueden ser comparadas directamente con las basadas en ΣCNO (y de hecho, ya hicimos esto de modo implícito en la Sec. 4.3.2, al incluir Mc30-02 en el cálculo de la metalicidad de Mercer 30). Así que, para propósitos de comparación, tomamos como metalicidad del Cúmulo del Quintuplete un promedio de las abundancias (relativas al Sol) de los dos elementos α medidos por Najarro et al. (2009), omitiendo el valor del Fe.

Tras reinterpretar los resultados citados para YMCs de la región del Centro Galáctico, y añadir los resultados de esta tesis, presentamos en la Tabla 4.9 la lista completa de medidas de metalicidad en YMCs Galácticos con edades entre 2 y 7 Myr. También se muestran en la Tabla 4.9 los radios galactocéntricos de estos objetos, hallados en base a sus distancias espectrofotométricas (véase Sec. 4.3.1). Por los argumentos discutidos en la Sec. 4.3.1, no incluimos el Cúmulo del Centro Galáctico, que según Martins et al. (2008) tendría una metalicidad de $1.7 Z_{\odot}$. Este valor es marginalmente consistente con los resultados de los cúmulos de los Arcos y el Quintuplete, cabiendo la posibilidad de que haya una diferencia real debido a la mezcla con material menos enriquecido (véase la correspondiente discusión en la Sec. 4.3.1. Recorde-

Tabla 4.9: Radio galactocéntrico y metalicidad basada en abundancias CNO y/o elementos α para cúmulos masivos de edades entre 2 y 7 Myr.

Cúmulo	$R^{(GC)}$ [kpc]	Z/Z_{\odot}	Referencia
Arcos	$\sim 0.02^a$	2.0 ± 0.3	Najarro et al. (2004)
Arcos	$\sim 0.02^a$	2.2 ± 0.6	Martins et al. (2008)
Quintuplete	$\sim 0.03^a$	2.1 ± 0.4	Najarro et al. (2009)
Mercer 81	$5.9^{+1.6}_{-1.4}$	1.9^b	Esta tesis
Mercer 30	$11.2^{+1.3}_{-1.2}$	1.1 ± 0.3	Esta tesis

(^a) Distancia galactocéntrica estimada basándose en la distancia angular proyectada al Centro Galáctico, y tomando $R_{\odot}^{(GC)} = 8.5$ kpc.

(^b) Dato preliminar (véase texto).

mos que tal posibilidad era precisamente la que justificaba nuestras reservas para incluir este cúmulo ultramasivo.

Gradientes de metalicidad

Los resultados de la Tabla 4.9 se representan gráficamente en la Fig. 4.14. La posición de Mercer 30 en esta gráfica respecto a los YMCs del interior del disco ya indica claramente, aunque sea de forma preliminar, un gradiente radial negativo de la metalicidad. La presencia de tal gradiente es consistente con lo medido sobre distintos tipos de objetos por otros autores, como por ejemplo Luck et al. (2006); Sestito et al. (2008); Lépine et al. (2011); Lemasle et al. (2013); Hayden et al. (2015). Por supuesto, para cuantificar de forma precisa el gradiente de metalicidad obtenido a partir de estrellas calientes en YMCs, necesitaremos obtener más puntos en el diagrama Z_{α} - $R^{(GC)}$. Por ello, posponemos este análisis su comparación con otros trabajos (como los arriba citados) para el momento en que nuestro cartografiado químico haya sido completado.

A la espera de realizar el ajuste con modelos para otros miembros de Mercer 81, el objeto Mc81-03 es actualmente el único representante de dicho YMC para el cálculo de su metalicidad. Pero gracias al caso de Mercer 30, es fácil darse cuenta de que hace falta contar con ajustes a numerosos miembros del cúmulo para obtener un valor lo suficientemente fiable: de sus 15 objetos modelados, 10 fueron descartados para el cálculo de abundancias por distintos motivos (ver Sec. 4.3.2). De estos 10, a su vez, dos presentaban metalicidades aparentes que se desviaban enormemente del promedio finalmente calculado. Se da además la coincidencia de que el objeto que más se desviaba por exceso (Mc30-08) es del mismo tipo que Mc81-03. Así que si Mc30-08 hubiera sido el único miembro de Mercer 30 modelado, podríamos haber concluido que la metalicidad de este YMC era $Z = 2.4 Z_{\odot}$. ¿Podría estar sucediéndonos lo

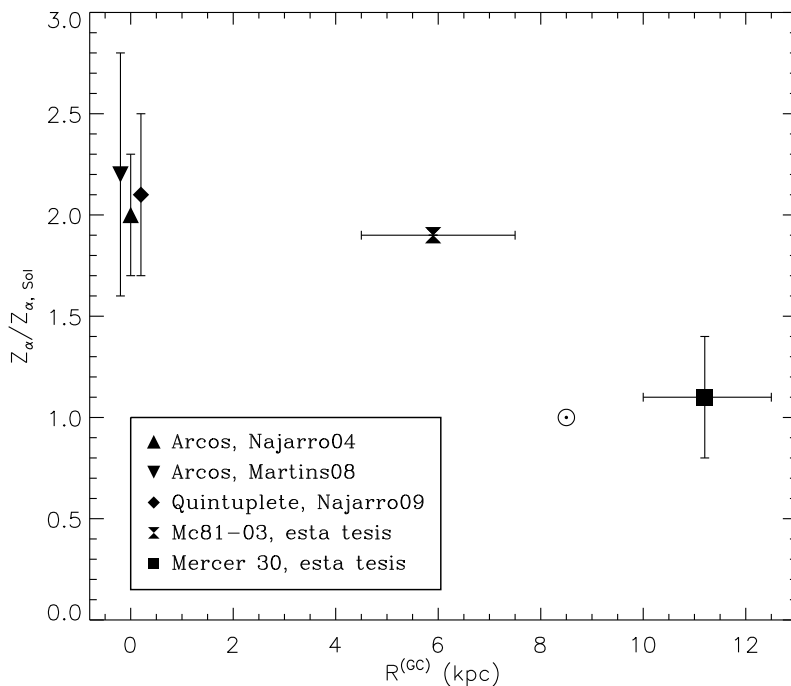


Figura 4.14: Medidas de metalicidad basadas en abundancias CNO y/o elementos α para cúmulos masivos de edades entre 2 y 7 Myr, representadas frente al radio galactocéntrico. Se toman como referencia los valores del Sol, que aparecen representados con el símbolo habitual. Se han desplazado ligeramente en abscisas los datos correspondientes a los cúmulos de los Arcos y del Quintuplete para facilitar su visualización. Téngase en cuenta que el dato de Mc81-03 es solo una medida preliminar de la metalicidad de Mercer 81, pues está basado en una sola estrella, y por tanto no se puede calcular estadísticamente su incertidumbre (por eso carece de barra de error vertical).

mismo con el modelo de Mc81-03, llevándonos a la conclusión engañosa de metalicidad casi tan alta como la de la región del Centro Galáctico? Este extremo, desde luego, no se puede descartar, pero es relativamente poco probable por la siguiente razón. Al contrario que en el caso de Mc30-08 (ver Sec. 4.3.2), en el ajuste del modelo de Mc81-03 (Fig. 3.45) no parece haber ninguna sobreestimación de intensidad respecto al espectro observado en ningún rasgo espectral de N III. Si acaso es al contrario en $\lambda \approx 2.12 \mu\text{m}$, pero una subestimación de la metalicidad parece difícil de creer porque el valor ya es grande de por sí.

A falta de confirmación, supongamos que el valor de $1.9Z_N$ representa fielmente la metalicidad de Mercer 81. Entonces, ¿cómo se explicaría que tenga prácticamente la misma metalicidad que los cúmulos de la región del Centro Galáctico, si su radio galactocéntrico es aproximadamente la mitad que el de Mercer 30? Una posibilidad es que el gradiente se haya aplanado en la zona de influencia de la barra, debido a que el potencial gravitatorio de esta

es capaz de producir un mezclado a gran escala (Martin y Roy 1994; Friedli et al. 1994; Davies et al. 2009a). Sin embargo, este argumento está aparentemente contradicho por medidas de abundancias llevadas a cabo sobre YMCs de edad ligeramente mayor que los utilizados en nuestro cartografiado: los cúmulos de RSGs. Dos de estos YMCs, están situados en el extremo cercano de la barra Galáctica, RSGC1 (Figer et al. 2006; Davies et al. 2008) y RSGC2 (Stephenson 1990; Davies et al. 2007), presentan abundancias subsolares de elementos α , según los análisis de Davies et al. (2009b) y Origlia et al. (2013), respectivamente. Según explican Davies et al. (2009b), estos resultados constituyen un fuerte indicio de la existencia de gradientes químicos acimutales, además de los radiales. Sin embargo, teniendo en cuenta que los análisis de abundancias de RSGs se realizan de una forma completamente diferente a los de las estrellas calientes, no se puede descartar que algún error sistemático en los métodos de medida esté causando estas discrepancias.

En todo caso, los interrogantes planteados en los dos párrafos anteriores serán resueltos cuando hayamos finalizado el ajuste de modelos a nuestros datos espectroscópicos de YMCs. Por una parte, el dato preliminar de Mercer 81 basado en el modelo de Mc81-03 (Fig. 3.45) tiene que ser confirmado (o refutado) tras el análisis cuantitativo del resto de espectros de este cúmulo 3.40. En segundo lugar, los futuros resultados de los dos YMCs situados simétricamente a Mercer 81 respecto de la barra Galáctica (Mercer 20 y Mercer 23; véanse Figs. 4.9 y 4.10), y por tanto cercanos a RSGC1 y RSGC2, revelarán si el gradiente acimutal es real o si solo es aparente y se debe a algún error sistemático. Si este gradiente es finalmente confirmado, Mercer 70 será crucial para medir cómo varían las abundancias con el ángulo acimutal en la parte interior del disco, ya que está situado aproximadamente en la dirección perpendicular a la barra.

Acerca de las abundancias de hierro

Tal como se explicó en la Sec. 1.3, una de nuestras principales motivaciones para elaborar un cartografiado químico del disco Galáctico era obtener información sobre las poblaciones estelares pasadas que enriquecieron el IMF, a través de la proporción entre elementos α y hierro. Sin embargo, los resultados provisionales aquí presentados no contienen ni un solo dato de Z_{Fe} . En principio, los objetos ideales para obtener abundancias de Fe mediante ajuste de modelos CMFGEN a espectros infrarrojos son los de tipo LBV (véase Najarro et al. 2009). Desafortunadamente no hemos encontrado ni una sola LBV entre los objetos observados espectroscópicamente en nuestra muestra de cúmulos (Capítulo 3). Se puede incluso descartar la existencia de LBVs en las regiones de los YMCs cubiertas por nuestras observaciones con NICMOS/HST, ya que serían muy brillantes tanto en $F222M$ como en $F187N - F190N$, y todos

los objetos que cumplen esas condiciones, sin excepción, han sido clasificados espectralmente.

En realidad, la detección de LBVs en nuestros datos era poco probable por dos razones. Primero, la escasez intrínseca de estos objetos: en toda la Vía Láctea, solamente dieciocho LBVs han sido confirmadas con seguridad, según el censo de Kniazev y Gvaramadze (2016). Segundo, que las LBVs parecen rehuir las partes más densas de los cúmulos, situándose exclusivamente o bien en las regiones periféricas de estos, o bien en el campo (Smith y Tombleson 2015). Para ver cómo afecta esto último a nuestras observaciones, tomamos como ejemplo las dos LBVs más cercanas a centros de cúmulos de las conocidas en la Vía Láctea: qF 134 (la Estrella Pistola; Figer et al. 1995, 1998), y Wd1-W243 (Clark y Negueruela 2004). Ambos objetos están a radios angulares en torno a $30''$ respecto del centro de sus respectivos YMCs, el Cúmulo del Quintuplete y Westerlund 1. El tamaño del campo de visión de las imágenes de NICMOS/HST presentadas en la Sec. 2.1.1 es tal que, si lo centráramos sobre los cúmulos mencionados, las LBVs quedarían en el borde o ligeramente fuera, dependiendo de la orientación del campo. De ahí se puede deducir que podrían existir LBVs en nuestra muestra de cinco cúmulos observados con NICMOS/HST, habiendo eludido su detección como emisores en Paschen- α por quedar fuera del campo de visión.

Afortunadamente, teniendo en cuenta la muestra ampliada de YMCs que se presenta en la Fig. 4.11, ya se conocen LBVs asociadas a ellos que podríamos utilizar en el futuro para hallar sus abundancias en hierro. Además de las dos LBVs del Cúmulo del Quintuplete que ya analizaron Najarro et al. (2009), se podría contar con la arriba mencionada Wd1-W243, en Westerlund 1. También se pueden emplear LBVs que se sepa con seguridad que están asociadas a las mismas regiones de formación estelar que algún YMC de la muestra, como sería el caso de η Car y Trumpler 14 (véanse por ejemplo Massey y Johnson 1993; Hur et al. 2012). También es probable que en el futuro se descubra alguna LBV asociada a las regiones de los YMCs caracterizados en el Capítulo 3.

Dejando a un lado las LBVs, en nuestra muestra espectroscópica resulta haber dos estrellas con líneas de hierro intensas: las estrellas FS CMa Mc20-16 y Mc70-14 (Sec. 4.1.1). Sin embargo, la física que explica la formación de sus líneas está absolutamente condicionada por la geometría del sistema de estrella, disco y viento polar, que dista mucho de la geometría esférica que el código CMFGEN utiliza para resolver la ecuación de transporte radiativo. Por tanto, de ninguna manera podemos crear modelos con este código que se ajusten a los espectros de Mc20-16 y Mc70-14. Existen ya códigos de transporte radiativo para estrellas calientes con disco, como el de Carciofi y Bjorkman (2006, 2008) (que de hecho ya fue aplicado a una estrella FS CMa por Carciofi et al. 2010), o el de Báez-Rubio et al. (2013, 2014). Los códigos citados aún no son capaces de producir un espectro sintético completo, pero muestran un

importante progreso en el campo. Cabe esperar, entonces, que en el futuro se puedan ajustar modelos capaces de medir el hierro en estrellas FS CMa. Entonces, si estos objetos son más abundantes en YMCs que las LBVs, a pesar de ser por ahora más complicados de detectar (véase la discusión al respecto de la Sec. 4.1.2), podrían convertirse en una herramienta muy útil para medir las abundancias presentes de hierro en la Vía Láctea.

En resumen, hemos mostrado la capacidad de los YMCs para llevar a cabo un cartografiado homogéneo de abundancias químicas en el disco Galáctico a través del análisis de sus estrellas masivas calientes. Aunque de momento solo se hayan podido presentar resultados muy parciales, ya son suficientes como para observar un claro gradiente radial y plantear ciertos interrogantes sobre el posible gradiente acimutal, que serán resueltos cuando finalicen los análisis con CMFGEN.

Capítulo 5

Conclusiones

Los resultados y discusiones presentados en esta tesis se pueden dividir conceptualmente en dos partes: los que solo conciernen a los propios YMCs y a las estrellas que estos albergan, y los que tienen un claro impacto en áreas diferentes a la astrofísica de cúmulos. Por ello, en este capítulo proporcionamos conclusiones separadas para cada una de estos dominios conceptuales.

5.1. Sobre la observación y caracterización de cúmulos jóvenes masivos

Las observaciones de NICMOS/HST presentadas en la Sec. 2.1.1 fueron diseñadas para seleccionar candidatos a YMCs dominados por estrellas calientes, basándose en la fuerte emisión en Paschen- α producida por los vientos más intensos. El seguimiento espectroscópico de los 7 candidatos a YMC así seleccionados (5 de ellos presentados en esta tesis, y los 2 restantes en Davies et al. 2012a) ha demostrado la impresionante efectividad de este método, con una tasa de éxito del 100 %. Esto debe compararse con los cuatro candidatos no observados por HST y seleccionados por métodos clásicos (Sec. 2.1.2), de los que solo uno presenta una gran probabilidad de ser un YMC según los resultados preliminares de la Sec. 3.2.5. También se demuestra que los criterios de selección expuestos en la Sec. 2.1.1 (no solo referidos al método de Paschen- α , sino también a la concentración espacial y a la falta de emisión nebular) están especializados en encontrar YMCs de edades entre 2 y 7 Myr. Es decir, aquellos cuya lumino-

sidad está dominada por estrellas evolucionadas de tipo temprano. Los YMCs de mayor edad estarán dominados por RSGs, mientras que los de menor edad estarán, con gran probabilidad, aún embebidos en su nube natal.

Por otra parte, llama la atención que no se hayan detectado emisores intensos en Paschen- α en ninguno de los 12 candidatos provenientes de rastreos del catálogo de 2MASS, mientras que sí se han detectado este tipo de objetos en 5 de los 9 candidatos seleccionados de la lista de Mercer et al. (2005), basada en el sondeo GLIMPSE. Este curioso hecho se debe simplemente a la menor extinción que afecta a las longitudes de onda más largas en que se toman las imágenes de GLIMPSE, en comparación con las de 2MASS. Gracias a ello, las poblaciones luminosas lejanas y más extintas aparecen más resaltadas respecto a las poblaciones cercanas. De esta forma, el éxito de la detección de YMCs entre los candidatos de Mercer et al. (2005) nos está indicando que el factor limitante de la detección de YMCs dominados por estrellas calientes evolucionadas es la extinción, por encima de otros factores como el brillo intrínseco de sus estrellas más luminosas (que es menor en el infrarrojo medio que en el NIR).

El método de Paschen- α también ha resultado crucial para escoger las estrellas adecuadas para su seguimiento con espectroscopía de rendija larga. Buena muestra de ello son los casos especiales de Mercer 81 (Sec. 3.2.4), y de las estrellas FS CMa Mc20-16 y Mc70-14 (Sec. 4.1.1). Si la selección de blancos espectroscópicos se hubiera llevado a cabo de forma tradicional (es decir, tomando solo los objetos más brillantes), seguramente habríamos caracterizado el grupo de estrellas cercanas en el campo de Mercer 81 en vez de descubrir el YMC que había detrás. Tampoco habríamos logrado detectar por primera vez estrellas FS CMa en cúmulos.

En la Tabla 5.1 se resumen los principales resultados de las caracterizaciones completas presentadas en el Capítulo 3 (es decir, exceptuando los no observados con HST). Entre ellos, destacan, por ejemplo Mercer 30 y Mercer 81 por estar entre los sistemas estelares con distancias más lejanas confirmadas en la Vía Láctea. Tal como hemos determinado mediante comparación modelos de estructura espiral, los YMCs mencionados se encuentran en la parte lejana del brazo de Sagitario-Carina, y cerca del extremo lejano de la barra (y posiblemente, en el brazo de Norma). También llama la atención la relativamente poca masa de Mercer 23, estando en el límite entre lo que consideramos (según la clasificación de la Sec. 1.2.1) cúmulos masivos y de masa intermedia.

Debido principalmente a la variedad de los resultados observacionales, no todas las caracterizaciones de la Tabla 5.1 han obtenido resultados igual de precisos. La precisión es excelente en el caso de los YMCs Mercer 20, Mercer 30 y Mercer 70, gracias a, principalmente, las siguientes características de las observaciones. Primero, el gran poder de resolución de NICMOS/HST, que permite distinguir perfectamente los objetos individuales situados en las

Tabla 5.1: Resultados de extinción, distancia, edad y masa para los YMCs caracterizados completamente en esta tesis.

Cúmulo	Extinción ^a	d [kpc]	Edad [Myr]	M [$\times 10^4 M_{\odot}$]
Mercer 20	$A_K = 1.15 \pm 0.14$	8.2 ± 1.7	[5.0, 6.5]	> 2.0
Mercer 23	$A_{K_S} = 0.90 \pm 0.03$ ^b	6.5 ± 0.3 ^b	$4.0^{+1.7}_{-0.3}$	> 0.25
Mercer 30	$A_{K_S} = 0.91 \pm 0.09$	12.4 ± 0.7	4.0 ± 0.8	1.6 ± 0.6
Mercer 70	$A_{K_S} = 0.82 \pm 0.11$	7.7 ± 0.6	4.5 ± 1.0	> 1.4
Mercer 81	$A_{F222M} \approx 3.0$	12.9 ± 0.8	$3.7^{+0.7}_{-0.5}$	> 1.6

(^a) Las extinciones no están medidas exactamente en la misma banda, ya que los sistemas fotométricos en que están basada estas medidas son diferentes. Sin embargo las bandas correspondientes son suficientemente parecidas como para ser estos resultados válidos para propósitos de comparación; véase también Tabla 3.8.

(^b) Resultados que no han sido calculados en esta tesis, sino que han sido tomados de Hanson et al. (2010).

regiones más densas de los YMCs, minimizando de esta forma el problema de la confusión de fuentes. Segundo, el amplio muestreo espectroscópico de las estrellas luminosas, que incluye clases de objetos variadas y en diferentes etapas evolutivas. La importancia de estas dos cuestiones queda patente al comparar nuestras nuevas caracterizaciones de Mercer 20 y Mercer 30 con las antiguas de Messineo et al. (2009) y Kurtev et al. (2007). Tal como demostramos en esta tesis, las observaciones de estos autores no lograron resolver bien algunas fuentes de las regiones más densas de los YMCs, y las estrellas que utilizaron para mediciones espectrofotométricas eran de una clase (WR) que no resultaba adecuada para ello, debido a las grandes incertidumbres en el conocimiento de sus magnitudes y colores intrínsecos. La combinación entre ambas fuentes de error produjo, para los estudios antiguos citados, una gran subestimación de la distancia. El error se propagó a las siguientes etapas de la caracterización (al menos, aquellas cuyos resultados se calibran con la distancia), teniendo como consecuencia estimaciones de masa muy inferiores a las que nosotros hemos derivado.

Entre los tres YMCs antes mencionados, la caracterización de Mercer 30 destaca especialmente por ser la más completa en comparación con las otras, tanto desde el punto de vista metodológico como desde el observacional. Respecto de lo primero, Mercer 30 es el único YMC de la muestra para el que hemos finalizado el ajuste de modelos con el código CMFGEN (los ajustes a las estrellas calientes del resto de cúmulos serán efectuados próximamente). Los modelos nos han permitido medir las velocidades radiales de todas las estrellas, sin importar que sus líneas fotosféricas estuvieran muy contaminadas por la emisión de los vientos. También gracias a los modelos, hemos obtenido de forma precisa diversos parámetros de las estrellas y sus vientos (por ejemplo, la temperatura efectiva, la luminosidad, la velocidad terminal, el flujo

ionizante emitido, las abundancias de varios elementos químicos, etc.). En cuanto a lo observacional, hay que destacar que la espectroscopía multiépoca ha permitido un conocimiento más preciso sobre las estrellas binarias masivas albergadas por Mercer 30. La principal implicación de esta mejora ha consistido en un cálculo más exacto de la masa total y su incertidumbre, mientras que para los otros cúmulos solo se ha podido dar un límite inferior; esto también nos ha permitido deducir que la binariedad constituye la principal fuente de error de nuestro método de cálculo de la masa.

A diferencia de lo expuesto en los dos párrafos anteriores, los YMCs Mercer 23 y Mercer 81 han presentado ciertos obstáculos en el proceso de caracterización. En el primer caso, las observaciones cubrían pocos miembros del cúmulo en comparación con otros YMCs, presentando además todos sus espectros menos uno (Mc23-09) importantes problemas para medir sus velocidades radiales. Por suerte, Hanson et al. (2010) ya habían presentado una espectrofotometría muy precisa, así que tomamos los resultados de estos autores para la extinción y distancia de Mercer 23, y comprobamos que nuestros nuevos datos son consistentes con los dichos resultados. En el caso de Mercer 81, casi todos los miembros confirmados del cúmulo son de tipos espectrales conflictivos para cálculos espectrofotométricos. Sin embargo, hemos minimizado el impacto de este problema gracias a que hemos comprobado en detalle la consistencia entre la distancia espectrofotométrica y otras mediciones e indicadores de distancia, a los que nos referiremos a continuación.

Varios de los argumentos expuestos en esta sección conllevan implícitamente que una buena estimación de la distancia es absolutamente esencial para una correcta caracterización, no solo del cúmulo sino también de las estrellas que lo componen. Es por ello que hemos sido especialmente cuidadosos en esta tesis calculando y verificando la distancia mediante los diferentes métodos disponibles, hasta donde fuera posible en cada YMC. Aunque con determinadas particularidades para cada caso, en general hemos empleado como método primario la distancia espectrofotométrica; y como métodos de verificación, el ajuste a la curva de rotación Galáctica y la comparación con su entorno a nivel local (regiones circundantes de formación estelar) y global (componentes estructurales de la Vía Láctea). Cuando a pesar de todo ello ha habido margen de duda, hemos discutido además la consistencia entre la estimación de distancia y la extinción interestelar bajo la cual se observa el YMC, teniendo en cuenta al mismo tiempo la línea de visión (ya que las más cercanas a $l = 0^\circ$ sufren más extinción por unidad de distancia).

Otra cuestión que ha resultado ser crucial para una caracterización precisa de los YMCs ha consistido en determinar la probabilidad de pertenencia al cúmulo de las estrellas observadas espectroscópicamente, así como de los objetos más brillantes de entre aquellos que no han sido

observados. Para este propósito, hemos empleado todas las herramientas a nuestra disposición que nos permitieran comparar cada estrella individual con el conjunto de las observadas en el mismo campo. En el caso de las estrellas observadas espectroscópicamente, estas herramientas son: tipos espectrales, velocidades radiales, propiedades fotométricas (cuya comparación se facilita construyendo el CMD), y distancia angular al centro del cúmulo. Lógicamente, solo estas dos últimas pueden ser utilizadas para los objetos no observados espectroscópicamente. Y como la fotometría y la astrometría, por sí solas, constituyen evidencias débiles de pertenencia al YMC, no permiten confirmar o descartar la membresía de forma individual para cada uno de estos objetos (salvo en ciertos casos, como por ejemplo objetos brillantes de colores muy diferentes a los miembros confirmados). Sin embargo, sí que permiten estimar la proporción de contaminantes a través de la comparación con los miembros y contaminantes conocidos, lo cual es suficiente a efectos del cálculo de la masa.

A pesar de lo arriba explicado, los resultados obtenidos para la probabilidad de pertenencia al cúmulo revelan la validez aproximada de una simplificación para establecer la membresía en YMCs con edades entre 2 y 7 Myr, y que podemos enunciamos del siguiente modo. Las estrellas brillantes de tipos tempranos (O, B, A) pertenecen al YMC, mientras que las de tipos tardíos (F, G, K, M) no son miembros. Solo habría tres excepciones a esta regla dentro de nuestros YMCs caracterizados de forma completa: la YSG GLIMPSE20-1 pertenece a Mercer 20, mientras que las estrellas calientes Mc81-13 y Mc81-22 no son miembros de Mercer 81. Y es lógico que los dos únicos falsos positivos hayan tenido lugar en el campo con mayor densidad de objetos de los cinco observados con NICMOS/HST. Debe recordarse que la línea de visión pasa muy cerca del Centro Galáctico antes de llegar a Mercer 81. La regla que acabamos de enunciar resulta muy útil para ahorrar tiempo en la determinación de la membresía de los diferentes objetos, siempre que sea admisible algún falso positivo o negativo, y con ciertas reservas para áreas de cielo particularmente densas en fuentes puntuales.

Por último, hemos presentado resultados meramente preliminares para los cuatro candidatos a cúmulo no observados con HST, que solamente han permitido describir cualitativamente estos objetos, sin llegar a caracterizarlos. No obstante, las descripciones obtenidas son suficientes para poder evaluar si se trata de YMCs o no, o si por lo menos contienen estrellas masivas, con el objetivo de planear observaciones futuras en los casos afirmativos. En base a estos resultados provisionales, hemos averiguado que VVV CL067 es, con mucha probabilidad, un nuevo YMC, aunque debe ser confirmado mediante una futura caracterización. Por otra parte, FSR 1530 es probablemente un cúmulo joven de masa intermedia, y relativamente cercano (en comparación con los YMCs de la Tabla 5.1), pero sabemos que al menos contiene una estrella masiva. Los dos candidatos a cúmulo restantes, VVV CL029 y VVV CL100, tienen muy poca

probabilidad de ser YMCs.

5.2. Sobre las aplicaciones a otras áreas de la astrofísica

Gracias a la combinación única de peculiaridades observacionales, físicas y evolutivas que presentan los YMCs espacialmente resueltos (y que ya expusimos en la Sec. 1.3), la investigación de estos objetos goza de una excepcional aplicabilidad a otros campos de conocimiento. Su utilidad como laboratorios astrofísicos permite tratar en profundidad diversos temas de estudio cuyas implicaciones abarcan escalas espaciales muy dispares, desde la estelar hasta la cosmológica. En esta tesis hemos manejado las siguientes aplicaciones de los YMCs:

1. Determinación de las propiedades físicas y observacionales de una clase específica de estrellas, e investigación de su origen evolutivo.
2. Exploración de las poblaciones estelares de una región concreta a través de su capacidad ionizante.
3. Medición de abundancias metálicas capaces trazar la historia de enriquecimiento químico del ISM.

Hemos demostrado el extraordinario potencial heurístico de cada una de estas aplicaciones a través de las siguientes investigaciones concretas:

1. El descubrimiento inesperado de dos objetos en los YMCs Mercer 20 y Mercer 70 que presentaban una fuerte emisión en Paschen- α a pesar de su poca luminosidad, nos ha llevado a investigar su naturaleza. Los espectros de estos objetos (Mc20-16 y Mc70-14) han resultado ser de tipo B[e]. Sus propiedades fotométricas intrínsecas, así como sus edades, han sido determinadas gracias a la caracterización de los cúmulos hùesped, permitiéndonos asignarles el subtipo FS CMa. Como las estrellas FS CMa no habían sido anteriormente encontradas formando parte de poblaciones estelares codistantes y coetáneas, este descubrimiento nos ha proporcionado una oportunidad única para investigar sus propiedades físicas y su estado evolutivo desde una perspectiva sin precedentes para dicho subtipo. Mc20-16 y Mc70-14 son estrellas de tipo B temprano rodeadas de sendos discos que causan un exceso infrarrojo significativo pero débil en comparación con otras FS CMa conocidas, seguramente por culpa de la fotoevaporación que sufren los discos en los YMCs. Las edades estimadas nos han permitido descartar fases pre-MS, y lo que es más importante, eliminar la posibilidad de que se trate de objetos post-AGB, que era una de las hipótesis consideradas más plausibles por trabajos previos al nuestro. Hemos

explorado también una nueva hipótesis sobre la aparición del fenómeno B[e] en estrellas poco luminosas basada en fusiones estelares recientes. Por otra parte, las peculiaridades fotométricas de Mc20-16 y Mc70-14 nos han permitido elaborar un método para localizar candidatos adicionales a estrellas FS CMa en otros YMCs con estrellas WR. En base a este método, hemos efectuado una búsqueda en YMCs observados en la banda estrecha correspondiente a Paschen- α , dando como resultado la detección de nuevos candidatos en Mercer 81, Danks 1 y el Cúmulo del Quintuplete. Hemos concluido que estudiar la demografía de estrellas FS CMa en YMCs será determinante para saber si el origen de las estrellas FS CMa está relacionado con la evolución de binarias.

2. Mercer 30 está situado en uno de los más grandes complejos de formación estelar de la Vía Láctea, el del Pez Dragón. Otras investigaciones previas de la región habían asegurado que la Nebulosa del Pez Dragón estaba predominantemente ionizada por una asociación OB supermasiva y superluminosa pero que resultaba observacionalmente esquiva. Sin embargo, estas investigaciones no tuvieron en cuenta la existencia de otras fuentes de fotones ionizantes conocidas, como Mercer 30 y otros cúmulos jóvenes en la misma región. Con el propósito de recalculer el balance de ionización de la nebulosa, nos apoyamos en nuestra completa caracterización de Mercer 30 para utilizar este YMC como sonda de medición del flujo ionizante de procedencia estelar. En primer lugar, calculamos el número de fotones del continuo de Lyman emitidos por Mercer 30, en base a los resultados de los modelos de sus estrellas calientes, y utilizamos el resultado para calibrar las contribuciones de otras poblaciones de estrellas masivas. Estas incluyen otro cúmulo en la región anteriormente caracterizado, VVV CL011, pero también un conjunto de estrellas de campo que cuantificamos de forma aproximada mediante el método de búsqueda de estrellas WR de Mauerhan et al. (2011). También tomamos en consideración los cúmulos embebidos conocidos en el complejo del Pez Dragón, a través de las luminosidades de sus correspondientes regiones H II (tomadas de la literatura). La suma de todas las contribuciones resulta en un límite inferior del 73 % de los fotones ionizantes necesarios para ionizar la nebulosa completa, siendo probablemente el valor real significativamente más cercano al 100 %. Esta nueva estimación refuta la existencia de la asociación OB superluminosa antes mencionada. Como esto parece contrariar su supuesta confirmación espectroscópica, examinamos los correspondientes espectros, concluyendo que pueden corresponder a gigantes rojas situadas en la misma línea de visión pero mucho más cerca que la Nebulosa del Pez Dragón.

3. Hemos propuesto utilizar como sondas de medición de abundancias químicas un con-

junto de YMCs distribuidos por una superficie del disco Galáctico tan amplia como sea posible. Esta tarea tiene como objetivo final la confección un cartografiado químico homogéneo desde el punto de vista metodológico, que aportará claves fundamentales sobre la evolución quimiodinámica de la Vía Láctea, y por extensión, de las galaxias espirales en general. El proceso de cartografiado químico se ha dividido en dos fases independientes: determinar los lugares donde vamos a medir las abundancias actuales, y llevar a cabo las mediciones propiamente dichas. Para la primera de ellas, hemos estudiado cuidadosamente la localización de cada YMC dentro de la estructura espiral de la Vía Láctea, según los resultados de las caracterizaciones del Capítulo 3, así como su distribución conjunta. Respecto de esto último, no solo hemos considerado los YMCs investigados en esta tesis, sino también otros de la literatura de edades similares, y a la vez lo suficientemente masivos como para poder garantizar que albergan una población significativa de estrellas luminosas calientes. El conjunto total de YMCs conforma una amplia cobertura espacial del disco, tanto en la dirección radial como en la acimutal, siendo los nuevos YMCs fundamentales para cubrir zonas lejanas al mismo tiempo del Sol y del Centro Galáctico. En cuanto a la segunda fase, aún está en proceso de realizarse, ya que los ajustes a modelos de atmósfera solo se han completado para el YMC Mercer 30, y adicionalmente, para una sola de las estrellas WNh de Mercer 81. Aún así, el análisis de Mercer 30 ya demuestra el potencial de este tipo de YMCs para obtener resultados precisos mediante la combinación de medidas indirectas y directas de las abundancias iniciales en atmósferas de estrellas más y menos procesadas, respectivamente. Comparando los resultados finales de Mercer 30 y el preliminar de Mercer 81 con los obtenidos por otros autores en los cúmulos de la región del Centro Galáctico, ya hemos podido obtener, aunque sea de forma provisional, un gradiente radial de la metalicidad (Fig. 4.14). Finalmente, hemos discutido las perspectivas futuras del cartografiado químico, sin olvidarnos de un problema importante que se nos ha presentado: la dificultad de encontrar estrellas masivas calientes sobre las que medir abundancias de hierro.

Apéndice

Apéndice A

El fenómeno B[e] y las estrellas FS CMa

Desde los años 70, diversos autores (Geisel 1970; Allen y Swings 1972, 1976; Ciatti et al. 1974) se dieron cuenta de algunas estrellas Be (es decir, de tipo B con líneas de emisión intensas) mostraban un fuerte exceso infrarrojo junto con líneas metálicas prohibidas en emisión en sus espectros. A medida que este grupo peculiar de objetos fue creciendo, se les empezó a denominar “estrellas B[e]” (por ejemplo, Klutz y Swings 1977; Zickgraf y Schulte-Ladbeck 1989; Bergner et al. 1995). Tras más de dos décadas de investigación, empezó a ser evidente que la clase B[e] constituía en realidad un grupo heterogéneo de objetos en fases evolutivas muy diversas, desde la pre-MS hasta la protonebulosa planetaria. Por esa razón, Lamers et al. (1998) propusieron dejar de usar la expresión “estrellas B[e]” y acuñaron el término “fenómeno B[e]” para referirse a las características observacionales que tenían en común todos estos objetos.

Lamers et al. (1998) también establecieron una clasificación de objetos con el fenómeno B[e], comprendiendo las cinco siguientes subclases:

- Supergigantes B[e] (sgB[e]), consistentes en BSGs con el fenómeno B[e].
- Estrellas B[e] de pre-secuencia principal (HAeB[e]), similares a las conocidas como estrellas Herbig Ae/Be pero con líneas prohibidas.
- Nebulosas planetarias compactas (cPNB[e]), es decir, objetos post-AGB en la primeras fases de eyección de la nebulosa.

- Binarias simbióticas B[e] (SymB[e]), que son simbióticas en estado quiescente que están dominadas por una estrella con el fenómeno B[e].
- Objetos B[e] no clasificados (unclB[e]).

La última de estas subclases es en realidad una amalgama de aquellos objetos con el fenómeno B[e] que Lamers et al. (1998) no pudieron incluir en ninguna de las otras cuatro subclases. Algunos objetos se incluyeron en el grupo unclB[e] simplemente porque aún no se disponía de resultados observacionales concluyentes que permitieran clasificarlos en otra subclase (por ejemplo, CD-42°11721; Borges Fernandes et al. 2006), o incluso porque diferentes estudios de un mismo objeto apuntaran a subclases B[e] diferentes (véase el controvertido caso de MWC 349A en Strelitski et al. 2013, y las referencias citadas en su trabajo). Como era de esperar, los nuevos análisis de algunos de estos objetos hicieron posible que se reclasificaran en otras subclases diferentes de unclB[e] (por ejemplo, Borges Fernandes et al. 2003).

No obstante, otra parte de los objetos unclB[e] stars tienen parámetros observacionales muy bien determinados que los dejaban claramente fuera de cualquiera de los otros 4 subtipos B[e]. Los casos estudiados de modo más exhaustivo son FS CMa (véase por ejemplo Swings et al. 1980; Sorrell 1989; Israelian et al. 1996; de Winter y van den Ancker 1997; Muratorio et al. 2006) y HD 50138 (Hutsemekers 1985; Pogodin 1997; Jaschek y Andrillat 1998; Borges Fernandes et al. 2009; Jeřábková et al. 2016, entre otros). En pocas palabras, cada uno de estos objetos se compone de una estrella que sufre variaciones fotométricas y espectroscópicas irregulares, abundante polvo localizado a lo largo de un disco circunestelar, y un viento polar de gran velocidad. Las distancias a FS CMa y HD 50138 han podido ser obtenidas mediante paralajes trigonométricos, por lo que sus luminosidades son conocidas con precisión (van den Ancker et al. 1998), situándose en la MS o ligeramente por encima. Su poca luminosidad, entonces, permite descartar que pertenezcan al subtipo sgB[e]. Tampoco muestran fenómenos observacionales asociados a otros subtipos B[e], como por ejemplo los de transferencia de masa (desbordamiento del lóbulo de Roche), o la existencia de líneas correspondientes a altos órdenes de ionización, o la asociación física con nebulosas y regiones de formación estelar. Y lo que es más importante, las dos estrellas mencionadas, junto con otras observacionalmente muy similares, presentan un rasgo distintivo difícil de encontrar en otras subclases B[e]: una disminución brusca del exceso hacia el infrarrojo medio (Sheikina et al. 2000; Miroshnichenko et al. 2002, 2006). Este rasgo implica que el disco circunestelar es compacto, estando dominado por polvo caliente gracias a la proximidad de la estrella central.

En vista de lo arriba expuesto, Miroshnichenko (2007) agrupó estos objetos B[e] poco luminosos con polvo caliente en una nueva subclase, tomando FS CMa como prototipo. De

acuerdo con la definición establecida por este autor, las estrellas FS CMa son aquellas que cumplen los siguientes criterios:

- Subtipos espectrales entre O9 y A2.
- Presencia del fenómeno B[e], es decir, líneas de emisión prohibidas y fuerte exceso infrarrojo.
- Disminución brusca del exceso infrarrojo en $\lambda \sim 20 \mu\text{m}$.
- Luminosidades en el rango $2.5 \lesssim \log(L/L_{\odot}) \lesssim 4.5$.
- No están localizadas en lugares donde se están formando estrellas

Posteriormente, numerosos estudios observacionales de estrellas FS CMa han sido llevados a cabo por diversos autores (Miroshnichenko et al. 2007, 2009, 2011a,b, 2015; Borges Fernandes et al. 2009, 2012; Rodríguez et al. 2012; Polster et al. 2012; Kučerová et al. 2013; Liermann et al. 2014; Jeřábková et al. 2016). Otros autores han llevado a cabo unos primeros modelos para estrellas FS CMa y sus discos (Carciofi et al. 2010; Borges Fernandes et al. 2011). Sin embargo, ni uno solo de los trabajos citados ha sido capaz de desvelar la naturaleza ni el estado evolutivo concreto de estos misteriosos objetos.

Uno de los grandes enigmas asociados a las estrellas FS CMa es el que atañe a sus ritmos de pérdida de masa, . A través de la emisión de H I en el óptico, Miroshnichenko et al. (2000) estimaron $\dot{M} \sim 1.5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ para la estrella AS 78, de tipo FS CMa. Más tarde, y de manera más precisa Carciofi et al. (2010) calcularon un valor de $\dot{M} \approx 2.7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ para su modelo de IRAS 00470+6429. Los valores mencionados contrastan con los que obtendríamos aplicando la receta teórica de Vink et al. (2000, 2001) a estas dos estrellas, dando como resultado 9×10^{-9} y $2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, respectivamente (asumiendo metalicidad solar). Por tanto, los ritmos de pérdida de masa medidos resultan ser entre 2 y 3 órdenes de magnitud mayores que los que predice la teoría de vientos para estrellas de tipo B de MS. Y la diferencia es aún mayor si se comparan estos objetos con las estrellas B poco luminosas sin líneas de emisión, debido a lo que se suele denominar problema de vientos débiles (véase Puls et al. 1996, 2008; Martins et al. 2005b).

Las dificultades para explicar tanto la pérdida de masa tan extrema como la presencia de un disco de polvo caliente en torno a estrellas aisladas de MS lleva de forma natural a pensar en hipótesis relacionadas con la binariedad. En concreto, Miroshnichenko (2007, 2011) y Miroshnichenko et al. (2006, 2013), explican dos escenarios que pueden provocar la aparición del fenómeno B[e] en estrellas poco luminosas:

1. Las estrellas FS CMA podrían ser binarias en órbitas muy cerradas que han experimentado recientemente una fase breve de eyección de masa. Tal fase podría ser provocada por un desbordamiento transitorio del lóbulo de roche que se detiene cuando la estrella de la masa donante se ha reducido lo suficiente (citepwellstein+01,vanrensbbergen+08). También podría ser inducida por el paso de la compañera por el periastro en el caso de una órbita suficientemente excéntrica (Millour et al. 2009).
2. Los objetos FS CMA podrían estar compuestos por dos estrellas, una de las cuales sería una estrella post-AGB de masa intermedia al principio de la eyección de la nebulosa planetaria. En este caso, la interacción dinámica con una compañera de MS podría hacer que la eyección se confinase en un disco de polvo caliente estable, al menos temporalmente (Van Winckel 2007).

Una tercera hipótesis que involucra fusiones estelares se presenta por primera vez en esta tesis (Sec. 4.1.2).

En todo caso, la posibilidad de binariedad se apoya observacionalmente en el hecho de que al menos el 30 % de estrellas FS CMA tienen compañeras detectadas. Hay que tener en cuenta que el porcentaje real de binarias podría ser mucho mayor, pues la detección de la secundaria se complicaría en caso de que su luminosidad sea mucho menor que la primaria, y también si las dos componentes están muy próximas entre sí.

El principal problema observacional que hasta ahora ha complicado el estudio de estos objetos y, muy especialmente, de su estado evolutivo, viene dado por el hecho de que ni una sola de las estrellas FS CMA confirmadas se había encontrado formando parte de una población coetánea y codistante. Aunque el objeto IRAS 00470+6429, perteneciente a esta subclase, se observa en la dirección de la asociación Cassiopeia OB7 (Miroshnichenko et al. 2007), la membresía es poco probable por la ausencia de una componente interestelar de Na I que sí se observa en otros miembros de dicha asociación (Miroshnichenko et al. 2009).

Apéndice B

Publicaciones

En este apéndice se presenta una lista de todas las publicaciones a las que ha dado lugar el trabajo del autor de esta tesis durante el periodo de realización del doctorado. Se incluyen no solo aquellos trabajos de investigación explicados detalladamente en esta tesis, sino también otros en que el doctorando ha tenido una participación secundaria pero en todo caso relacionada con las técnicas de reducción aquí desarrolladas (ver Sec. 2.2.2). Las clasificaremos en publicaciones arbitradas y no arbitradas, y también según la posición del doctorando en la lista de autores (primer autor, y segundo autor o sucesivos). En cada uno de los apartados, las publicaciones aparecen por orden cronológico, de más reciente a más antiguo.

Publicaciones en revistas internacionales arbitradas como primer autor

1. de la Fuente, D., Najarro, F., Borissova, J., Ramírez Alegría, S., Hanson, M. M., Trombley, C., Figer, D. F., Davies, B., Garcia, M., Kurtev, R., Urbaneja, M. A., Smith, L.C., Lucas, P. W., Herrero, A., “Probing the Dragonfish star-forming complex: the ionizing population of the young massive cluster Mercer 30” (2016), *Astronomy & Astrophysics*, 589, 69
2. de la Fuente, D., Najarro, F., Trombley, C., Davies, B., Figer, D. F., “First detections of FS Canis Majoris stars in clusters. Evolutionary state as constrained by coeval massive stars” (2015), *Astronomy & Astrophysics*, 575, 10

Publicaciones en revistas internacionales arbitradas como coautor

1. Davies, B., de la Fuente, D., Najarro, F., Hinton, J. A., Trombley, C., Figer, F., Puga, E., “A newly discovered young massive star cluster at the far end of the Galactic Bar” (2012), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419, 1860
2. Geballe, T. R., Najarro, F., Figer, D. F., Schlegelmilch, B., de la Fuente, D., “Infrared diffuse interstellar bands in the Galactic Centre region” (2011), *Nature*, 479, 300

Contribuciones a procedimientos de conferencias como primer autor

1. de la Fuente, D., Najarro, F., Trombley, C., Davies, B., Figer, D. F. “The nature of FS CMa stars as revealed by host young clusters” (2015), *Highlights of Spanish Astrophysics VIII*, 459
2. de la Fuente, D., Najarro, F., Davies, B., Trombley, C., Figer, D. F.; Herrero, A., “Hot stars in young massive clusters: Mapping the current Galactic metallicity” (2013), *Massive Stars: From α to Ω* ; Online at <http://a2omega-conference.net>, id.145
3. de la Fuente, D., Najarro, F., Davies, B., Figer, D. F., “Discovery and spectroscopic study of the massive Galactic cluster Mercer 81”, (2013), *Highlights of Spanish Astrophysics VII*, 534

Contribuciones a procedimientos de conferencias como coautor

1. Najarro, F., de la Fuente, D., Geballe, T. R., Figer, D.F., Hillier, D.J. “The WR Population in the Galactic Center” (2015) *Wolf-Rayet Stars: Proceedings of an International Workshop*, 113
2. Najarro, F., de la Fuente, D., Geballe, T. R., Figer, D.F., Hillier, D.J. “The Massive Star Population at the Center of the Milky Way” (2015), *New windows on massive stars: asteroseismology, interferometry, and spectropolarimetry (IAU symposium #307)*, 426
3. Najarro, F., de la Fuente, D., Geballe, T. R., Figer, D. F., “Metallicity studies of the Galactic center: evidence for a top-heavy star formation history?” (2014), *The Galactic Center: Feeding and Feedback in a Normal Galactic Nucleus (IAU symposium #303)*, 252
4. Geballe, T. R., Najarro, F., de la Fuente, D., Figer, D. F., Adamson, A. J., Rawlings, M. G., “The new infrared diffuse interstellar bands om the Galactic center” (2014), *The*

*Galactic Center: Feeding and Feedback in a Normal Galactic Nucleus (IAU symposium
#303), 75*

Bibliografía

- Abbott, D. C. 1982, ApJ, 259, 282
- Abbott, D. C., Biegging, J. H., & Churchwell, E. 1981, ApJ, 250, 645
- Agertz, O., Kravtsov, A. V., Leitner, S. N., & Gnedin, N. Y. 2013, ApJ, 770, 25
- Alexander, M. J., Kobulnicky, H. A., Clemens, D. P., et al. 2009, AJ, 137, 4824
- Alexander, T. 2005, Phys. Rep., 419, 65
- Allen, D. A., Hyland, A. R., Longmore, A. J., et al. 1977, ApJ, 217, 108
- Allen, D. A. & Swings, J. P. 1972, Astrophys. Lett., 10, 83
- Allen, D. A. & Swings, J. P. 1976, A&A, 47, 293
- Allen, L., Megeath, S. T., Gutermuth, R., et al. 2007, Protostars and Planets V, 361
- Alvarez, H., May, J., & Bronfman, L. 1990, ApJ, 348, 495
- Anantharamaiah, K. R. 1986, Journal of Astrophysics and Astronomy, 7, 131
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
- Anderson, L. D. & Bania, T. M. 2009, ApJ, 690, 706
- Anderson, L. D., Bania, T. M., Balser, D. S., & Rood, R. T. 2011, ApJS, 194, 32
- Ascenso, J., Alves, J., Beletsky, Y., & Lago, M. T. V. T. 2007, A&A, 466, 137
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, ARA&A, 47, 481
- Báez-Rubio, A., Martín-Pintado, J., Thum, C., & Planesas, P. 2013, A&A, 553, A45
- Báez-Rubio, A., Martín-Pintado, J., Thum, C., Planesas, P., & Torres-Redondo, J. 2014, A&A, 571, L4
- Barbá, R. H., Roman-Lopes, A., Nilo Castellón, J. L., et al. 2015, A&A, 581, A120

- Barbaro, C. & Bertelli, C. 1977, *A&A*, 54, 243
- Bastian, N., Adamo, A., Gieles, M., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 2606
- Bastian, N., Covey, K. R., & Meyer, M. R. 2010, *ARA&A*, 48, 339
- Bastian, N., Gieles, M., Efremov, Y. N., & Lamers, H. J. G. L. M. 2005a, *A&A*, 443, 79
- Bastian, N., Gieles, M., Lamers, H. J. G. L. M., Scheepmaker, R. A., & de Grijs, R. 2005b, *A&A*, 431, 905
- Baumgardt, H. 1998, *A&A*, 340, 402
- Baumgardt, H., Hut, P., & Heggie, D. C. 2002, *MNRAS*, 336, 1069
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, *PASP*, 115, 953
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 630, L149
- Bennett, C. L., Bay, M., Halpern, M., et al. 2003, *ApJ*, 583, 1
- Bergner, Y. K., Miroshnichenko, A. S., Yudin, R. V., et al. 1995, *A&AS*, 112, 221
- Bessell, M. S. 2005, *ARA&A*, 43, 293
- Bessell, M. S. & Brett, J. M. 1988, *PASP*, 100, 1134
- Bica, E., Dutra, C. M., Soares, J., & Barbuy, B. 2003, *A&A*, 404, 223
- Blaauw, A. 1961, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 15, 265
- Blum, R. D., Conti, P. S., & Damineli, A. 2000, *AJ*, 119, 1860
- Blum, R. D., Damineli, A., & Conti, P. S. 1999, *AJ*, 117, 1392
- Borges Fernandes, M., de Araújo, F. X., & Lamers, H. 2003, in *IAU Symposium, Vol. 212, A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, y C. Esteban, 154
- Borges Fernandes, M., Kraus, M., Chesneau, O., et al. 2009, *A&A*, 508, 309
- Borges Fernandes, M., Kraus, M., Nickeler, D. H., et al. 2012, *A&A*, 548, A13
- Borges Fernandes, M., Lorenz Martins, S., Kraus, M., & de Araújo, F. X. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*, ed. M. Kraus y A. S. Miroshnichenko, 327
- Borges Fernandes, M., Meilland, A., Bendjoya, P., et al. 2011, *A&A*, 528, A20
- Borissova, J., Bonatto, C., Kurtev, R., et al. 2011, *A&A*, 532, A131
- Borissova, J., Chené, A.-N., Ramírez Alegría, S., et al. 2014, *A&A*, 569, A24
- Borissova, J., Georgiev, L., Hanson, M. M., et al. 2012, *A&A*, 546, A110

-
- Borissova, J., Ivanov, V. D., Hanson, M. M., et al. 2008, *A&A*, 488, 151
- Brand, J. & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- Brandner, W., Clark, J. S., Stolte, A., et al. 2008, *A&A*, 478, 137
- Braz, M. A. & Epchtein, N. 1983, *A&AS*, 54, 167
- Bresolin, F., Crowther, P. A., & Puls, J., eds. 2008, *IAU Symposium*, Vol. 250, *Massive Stars as Cosmic Engines*
- Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G., & Chiosi, C. 1993, *A&AS*, 100, 647
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Bressert, E., Bastian, N., Evans, C. J., et al. 2012, *A&A*, 542, A49
- Bressert, E., Bastian, N., Gutermuth, R., et al. 2010, *MNRAS*, 409, L54
- Bromm, V. & Larson, R. B. 2004, *ARA&A*, 42, 79
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., & May, J. 1996, *A&AS*, 115, 81
- Camilo, F., Lorimer, D. R., Bhat, N. D. R., et al. 2002, *ApJ*, 574, L71
- Carciofi, A. C. & Bjorkman, J. E. 2006, *ApJ*, 639, 1081
- Carciofi, A. C. & Bjorkman, J. E. 2008, *ApJ*, 684, 1374
- Carciofi, A. C., Miroshnichenko, A. S., & Bjorkman, J. E. 2010, *ApJ*, 721, 1079
- Carraro, G., Turner, D., Majaess, D., & Baume, G. 2013, *A&A*, 555, A50
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Caswell, J. L., Batchelor, R. A., Forster, J. R., & Wellington, K. J. 1989, *Australian Journal of Physics*, 42, 331
- Caswell, J. L. & Haynes, R. F. 1987, *A&A*, 171, 261
- Caswell, J. L., Vaile, R. A., Ellingsen, S. P., Whiteoak, J. B., & Norris, R. P. 1995, *MNRAS*, 272, 96
- Catelan, M., Minniti, D., Lucas, P. W., et al. 2011, in *RR Lyrae Stars, Metal-Poor Stars, and the Galaxy*, ed. A. McWilliam, 145
- Caughlan, G. R. 1965, *ApJ*, 141, 688
- Caughlan, G. R. & Fowler, W. A. 1962, *ApJ*, 136, 453
- Cerviño, M. & Luridiana, V. 2006, *A&A*, 451, 475
- Cerviño, M., Luridiana, V., & Castander, F. J. 2000, *A&A*, 360, L5
- Cerviño, M., Valls-Gabaud, D., Luridiana, V., & Mas-Hesse, J. M. 2002, *A&A*, 381, 51

- Chabrier, G. 2003, *ApJ*, 586, L133
- Chabrier, G. 2005, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 327, *The Initial Mass Function 50 Years Later*, ed. E. Corbelli, F. Palla, y H. Zinnecker, 41
- Chandar, R., Whitmore, B. C., Kim, H., et al. 2010, *ApJ*, 719, 966
- Chatzopoulos, S., Fritz, T. K., Gerhard, O., et al. 2015, *MNRAS*, 447, 948
- Chen, X., Shen, Z.-Q., Li, J.-J., Xu, Y., & He, J.-H. 2010, *ApJ*, 710, 150
- Chené, A.-N., Borissova, J., Bonatto, C., et al. 2013, *A&A*, 549, A98
- Chiappini, C., Romano, D., & Matteucci, F. 2003, *MNRAS*, 339, 63
- Chiosi, C. & Maeder, A. 1986, *ARA&A*, 24, 329
- Chu, Y.-H. & Gruendl, R. A. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 387, *Massive Star Formation: Observations Confront Theory*, ed. H. Beuther, H. Linz, y T. Henning, 415
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, *PASP*, 121, 213
- Churchwell, E., Mezger, P. G., & Huchtmeier, W. 1974, *A&A*, 32, 283
- Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D., et al. 2006, *ApJ*, 649, 759
- Churchwell, E. B., Benjamin, R. A., & GLIMPSE Team. 2005, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 37, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #206*, 506
- Ciatti, F., D’Odorico, S., & Mammano, A. 1974, *A&A*, 34, 181
- Clark, J. S., Larionov, V. M., & Arkharov, A. 2005a, *A&A*, 435, 239
- Clark, J. S., Najarro, F., Negueruela, I., et al. 2012, *A&A*, 541, A145
- Clark, J. S. & Negueruela, I. 2002, *A&A*, 396, L25
- Clark, J. S. & Negueruela, I. 2004, *A&A*, 413, L15
- Clark, J. S., Negueruela, I., Crowther, P. A., & Goodwin, S. P. 2005b, *A&A*, 434, 949
- Clark, J. S., Negueruela, I., Davies, B., et al. 2009, *A&A*, 498, 109
- Clark, J. S. & Porter, J. M. 2004, *A&A*, 427, 839
- Clark, J. S. & Steele, I. A. 2000, *A&AS*, 141, 65
- Conti, P. S. 1976, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 9, 193
- Conti, P. S. 1997, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 120, *Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota y H. Lamers, 161
- Conti, P. S. & Crowther, P. A. 2004, *MNRAS*, 355, 899

-
- Cotera, A. S., Erickson, E. F., Colgan, S. W. J., et al. 1996, *ApJ*, 461, 750
- Cotera, A. S., Erickson, E. F., Simpson, J. P., et al. 1992, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 24, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1262
- Crowther, P. A. & Evans, C. J. 2009, *A&A*, 503, 985
- Crowther, P. A., Hadfield, L. J., Clark, J. S., Negueruela, I., & Vacca, W. D. 2006, *MNRAS*, 372, 1407
- Cyganowski, C. J., Whitney, B. A., Holden, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2391
- Dachs, J., Hummel, W., & Hanuschik, R. W. 1992, *A&AS*, 95, 437
- Daffon, S. & Cunha, K. 2004, *ApJ*, 617, 1115
- Dale, J. E. & Bonnell, I. A. 2012, *MNRAS*, 422, 1352
- Dale, J. E., Ercolano, B., & Bonnell, I. A. 2012, *MNRAS*, 424, 377
- Dale, J. E., Haworth, T. J., & Bressert, E. 2015, *MNRAS*, 450, 1199
- Danks, A. C., Wamsteker, W., Shaver, P. A., & Retallack, D. S. 1984, *A&A*, 132, 301
- Davies, B. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 425, *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution*, ed. C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris, y J. T. Van Loon, 37
- Davies, B., Clark, J. S., Trombley, C., et al. 2012a, *MNRAS*, 419, 1871
- Davies, B., de La Fuente, D., Najarro, F., et al. 2012b, *MNRAS*, 419, 1860
- Davies, B., Figer, D. F., Kudritzki, R.-P., et al. 2007, *ApJ*, 671, 781
- Davies, B., Figer, D. F., Law, C. J., et al. 2008, *ApJ*, 676, 1016
- Davies, B., Origlia, L., Kudritzki, R.-P., et al. 2009a, *ApJ*, 694, 46
- Davies, B., Origlia, L., Kudritzki, R.-P., et al. 2009b, *ApJ*, 696, 2014
- de la Fuente, D., Najarro, F., Borissova, J., et al. 2016, *A&A*, 589, A69
- de la Fuente, D., Najarro, F., Davies, B., & Figer, D. F. 2013, in *Highlights of Spanish Astrophysics VII*, ed. J. C. Guirado, L. M. Lara, V. Quilis, y J. Gorgas, 534–538
- de la Fuente, D., Najarro, F., Trombley, C., Davies, B., & Figer, D. F. 2015, *A&A*, 575, A10
- de Mink, S. E., Langer, N., Izzard, R. G., Sana, H., & de Koter, A. 2013, *ApJ*, 764, 166
- de Mink, S. E., Sana, H., Langer, N., Izzard, R. G., & Schneider, F. R. N. 2014, *ApJ*, 782, 7
- de Winter, D. & van den Ancker, M. E. 1997, *A&AS*, 121, 275
- de Wit, W. J., Testi, L., Palla, F., & Zinnecker, H. 2005, *A&A*, 437, 247

- Dickel, J. R. & Milne, D. K. 1972, *Australian Journal of Physics*, 25, 539
- Dirienzo, W. J., Indebetouw, R., Brogan, C., et al. 2012, *AJ*, 144, 173
- Dong, H., Wang, Q. D., Cotera, A., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 114
- Downes, D., Wilson, T. L., Bieging, J., & Wink, J. 1980, *A&AS*, 40, 379
- Draine, B. T. 1989, in *ESA Special Publication*, Vol. 290, *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. E. Böhm-Vitense, 93–98
- Ducati, J. R., Bevilacqua, C. M., Rembold, S. B., & Ribeiro, D. 2001, *ApJ*, 558, 309
- Dutra, C. M. & Bica, E. 2000, *A&A*, 359, L9
- Dutra, C. M. & Bica, E. 2001, *A&A*, 376, 434
- Dutra, C. M., Bica, E., Soares, J., & Barbuy, B. 2003, *A&A*, 400, 533
- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1980, *Physics of the interstellar medium*
- Eenens, P. R. J., Piceno, A., Morris, P., & Tapia, M. 1996, in *Liege International Astrophysical Colloquia*, Vol. 33, *Liege International Astrophysical Colloquia*, ed. J. M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, y G. Rauw, 219
- Eenens, P. R. J., Williams, P. M., & Wade, R. 1991, *MNRAS*, 252, 300
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *A&A*, 537, A146
- Ellingsen, S. P. 2005, *MNRAS*, 359, 1498
- Elmegreen, B. G. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 148, *Origins*, ed. C. E. Woodward, J. M. Shull, y H. A. Thronson, Jr., 150
- Elmegreen, B. G. 2000, *MNRAS*, 311, L5
- Elmegreen, B. G. & Efremov, Y. N. 1997, *ApJ*, 480, 235
- Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., Chandar, R., Whitmore, B., & Regan, M. 2006, *ApJ*, 644, 879
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
- Feldmeier, A., Neumayer, N., Seth, A., et al. 2014, *A&A*, 570, A2
- Fellhauer, M. & Kroupa, P. 2005, *MNRAS*, 359, 223
- Figer, D. F. 2005, *Nature*, 434, 192
- Figer, D. F., Kim, S. S., Morris, M., et al. 1999a, *ApJ*, 525, 750
- Figer, D. F., MacKenty, J. W., Robberto, M., et al. 2006, *ApJ*, 643, 1166

-
- Figer, D. F., McLean, I. S., & Morris, M. 1995, *ApJ*, 447, L29
- Figer, D. F., McLean, I. S., & Morris, M. 1999b, *ApJ*, 514, 202
- Figer, D. F., McLean, I. S., & Najarro, F. 1997, *ApJ*, 486, 420
- Figer, D. F., Najarro, F., Gilmore, D., et al. 2002, *ApJ*, 581, 258
- Figer, D. F., Najarro, F., Morris, M., et al. 1998, *ApJ*, 506, 384
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 2009, *ApJ*, 699, 1209
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355
- Friedli, D., Benz, W., & Kennicutt, R. 1994, *ApJ*, 430, L105
- Friend, D. B. & Abbott, D. C. 1986, *ApJ*, 311, 701
- Fritz, T. K., Chatzopoulos, S., Gerhard, O., et al. 2016, *ApJ*, 821, 44
- Fritz, T. K., Gillessen, S., Dodds-Eden, K., et al. 2011, *ApJ*, 737, 73
- Froebrich, D., Scholz, A., & Raftery, C. L. 2007, *MNRAS*, 374, 399
- Fujii, M. S. & Portegies Zwart, S. 2011, *Science*, 334, 1380
- Gatley, I., Joyce, R., Fowler, A., Depoy, D., & Probst, R. 1989, in *IAU Symposium*, Vol. 136, *The Center of the Galaxy*, ed. M. Morris, 361
- Gayley, K. G., Owocki, S. P., & Cranmer, S. R. 1995, *ApJ*, 442, 296
- Geballe, T. R., Najarro, F., de la Fuente, D., et al. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 303, *The Galactic Center: Feeding and Feedback in a Normal Galactic Nucleus*, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, y J. Ott, 75–77
- Geballe, T. R., Najarro, F., Figer, D. F., Schlegelmilch, B. W., & de La Fuente, D. 2011, *Nature*, 479, 200
- Geisel, S. L. 1970, *ApJ*, 161, L105
- Georgy, C., Ekström, S., Eggenberger, P., et al. 2013, *A&A*, 558, A103
- Georgy, C., Ekström, S., Meynet, G., et al. 2012, *A&A*, 542, A29
- Gieles, M., Athanassoula, E., & Portegies Zwart, S. 2004, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 36, *AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting #35*, 852
- Gieles, M., Bastian, N., Lamers, H. J. G. L. M., & Mout, J. N. 2005, *A&A*, 441, 949
- Gieles, M., Larsen, S. S., Bastian, N., & Stein, I. T. 2006a, *A&A*, 450, 129
- Gieles, M., Larsen, S. S., Scheepmaker, R. A., et al. 2006b, *A&A*, 446, L9
- Gieles, M., Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., et al. 2006c, *MNRAS*, 371, 793

- Gies, D. R. 1987, *ApJS*, 64, 545
- Gillespie, A. R., Huggins, P. J., Sollner, T. C. L. G., et al. 1977, *A&A*, 60, 221
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Glass, I. S. 1999, *Handbook of Infrared Astronomy*, ed. R. Ellis, J. Huchra, S. Kahn, G. Rieke, y P. B. Stetson
- Glass, I. S., Matsumoto, S., Carter, B. S., & Sekiguchi, K. 1999, *MNRAS*, 304, L10
- Glass, I. S., Moneti, A., & Moorwood, A. F. M. 1990, *MNRAS*, 242, 55P
- Glebbeek, E., Gaburov, E., Portegies Zwart, S., & Pols, O. R. 2013, *MNRAS*, 434, 3497
- Glushkova, E. V., Kuposov, S. E., Zolotukhin, I. Y., et al. 2010, *Astronomy Letters*, 36, 75
- Gonzalez, O. A., Rejkuba, M., Zoccali, M., Valenti, E., & Minniti, D. 2011, *A&A*, 534, A3
- González-Fernández, C. & Negueruela, I. 2012, *A&A*, 539, A100
- Goodwin, S. P. & Bastian, N. 2006, *MNRAS*, 373, 752
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, *A&A*, 387, 244
- Gräfener, G., Vink, J. S., de Koter, A., & Langer, N. 2011, *A&A*, 535, A56
- Green, J. A., Caswell, J. L., Fuller, G. A., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 3108
- Green, J. A., Caswell, J. L., McClure-Griffiths, N. M., et al. 2011, *ApJ*, 733, 27
- Groh, J. H., Meynet, G., Ekström, S., & Georgy, C. 2014, *A&A*, 564, A30
- Grosbøl, P. & Dottori, H. 2012, *A&A*, 542, A39
- Gvaramadze, V. V. & Gualandris, A. 2011, *MNRAS*, 410, 304
- Gvaramadze, V. V., Weidner, C., Kroupa, P., & Pflamm-Altenburg, J. 2012, *MNRAS*, 424, 3037
- Hamann, F., Depoy, D. L., Johansson, S., & Elias, J. 1994, *ApJ*, 422, 626
- Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2003, *A&A*, 410, 993
- Hanson, M. M. & Conti, P. S. 1994, *ApJ*, 423, L139
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, *ApJS*, 107, 281
- Hanson, M. M., Kudritzki, R.-P., Kenworthy, M. A., Puls, J., & Tokunaga, A. T. 2005, *ApJS*, 161, 154
- Hanson, M. M., Kurtev, R., Borissova, J., et al. 2010, *A&A*, 516, A35
- Hanson, M. M. & Popescu, B. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 250, *Massive Stars as Cosmic Engines*, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, y J. Puls, 307–312

-
- Hanson, M. M., Rieke, G. H., & Luhman, K. L. 1998, *AJ*, 116, 1915
- Hanuschik, R. W. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 214, IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, y J. Fabregat, 518
- Hanuschik, R. W., Hummel, W., Dietle, O., & Sutorius, E. 1995, *A&A*, 300, 163
- Hanuschik, R. W., Hummel, W., Sutorius, E., Dietle, O., & Thimm, G. 1996, *A&AS*, 116, 309
- Harju, J., Lehtinen, K., Booth, R. S., & Zinchenko, I. 1998, *A&AS*, 132, 211
- Hauschildt, P. H. & Baron, E. 1999, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 109, 41
- Hayakawa, S., Matsumoto, T., Murakami, H., et al. 1981, *A&A*, 100, 116
- Hayden, M. R., Bovy, J., Holtzman, J. A., et al. 2015, *ApJ*, 808, 132
- Heggie, D. C. 1975, *MNRAS*, 173, 729
- Hénault-Brunet, V., Evans, C. J., Sana, H., et al. 2012, *A&A*, 546, A73
- Hewett, P. C., Warren, S. J., Leggett, S. K., & Hodgkin, S. T. 2006, *MNRAS*, 367, 454
- Hillier, D. J. 1990, *A&A*, 231, 116
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, *ApJ*, 496, 407
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1999, *ApJ*, 519, 354
- Hills, J. G. 1980, *ApJ*, 235, 986
- Hoare, M. G., Lumsden, S. L., Oudmaijer, R. D., et al. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, y M. Walmsley, 370–375
- Hollenbach, D. & Adams, F. C. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 324, *Debris Disks and the Formation of Planets*, ed. L. Caroff, L. J. Moon, D. Backman, y E. Praton, 168
- Hollyhead, K., Bastian, N., Adamo, A., et al. 2015, *MNRAS*, 449, 1106
- Homeier, N. L., Blum, R. D., Pasquali, A., Conti, P. S., & Damineli, A. 2003, *A&A*, 408, 153
- Hopkins, P. F. 2013, *MNRAS*, 428, 1950
- Hopkins, P. F., Quataert, E., & Murray, N. 2011, *MNRAS*, 417, 950
- Hou, L. G. & Han, J. L. 2014, *A&A*, 569, A125
- Hummel, W. & Hanuschik, R. W. 1997, *A&A*, 320, 852
- Humphreys, R. M. & Davidson, K. 1994, *PASP*, 106, 1025

- Hunter, D. A., Elmegreen, B. G., Dupuy, T. J., & Mortonson, M. 2003, *AJ*, 126, 1836
- Hur, H., Park, B.-G., Sung, H., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 3797
- Hur, H., Sung, H., & Bessell, M. S. 2012, *AJ*, 143, 41
- Hutsemekers, D. 1985, *A&AS*, 60, 373
- Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 619, 931
- Israelian, G., Friedjung, M., Graham, J., et al. 1996, *A&A*, 311, 643
- Ivanov, V. D., Borissova, J., Pessev, P., Ivanov, G. R., & Kurtev, R. 2002, *A&A*, 394, L1
- Ivanov, V. D., Messineo, M., Zhu, Q., et al. 2010, in *IAU Symposium*, Vol. 266, *Star Clusters: Basic Galactic Building Blocks Throughout Time and Space*, ed. R. de Grijs y J. R. D. Lépine, 203–210
- Ivanov, V. D., Rieke, M. J., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 151, 387
- Jackson, J. M., Finn, S. C., Rathborne, J. M., Chambers, E. T., & Simon, R. 2008, *ApJ*, 680, 349
- Jackson, J. M., Rathborne, J. M., Shah, R. Y., et al. 2006, *ApJS*, 163, 145
- Jaschek, C. & Andrillat, Y. 1998, *A&AS*, 128, 475
- Jeřábková, T., Korčáková, D., Miroshnichenko, A., et al. 2016, *A&A*, 586, A116
- Kausch, W., Noll, S., Smette, A., et al. 2015, *A&A*, 576, A78
- Kenworthy, M. A. & Hanson, M. M. 2004, *PASP*, 116, 97
- Kerr, F. J. & Lynden-Bell, D. 1986, *MNRAS*, 221, 1023
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Schilbach, E., Röser, S., & Scholz, R.-D. 2013, *A&A*, 558, A53
- Kim, S. S., Figer, D. F., Lee, M. G., & Oh, S. 2005, *PASP*, 117, 445
- Kiminki, D. C., Kobulnicky, H. A., Vargas Álvarez, C. A., Alexander, M. J., & Lundquist, M. J. 2015, *ApJ*, 811, 85
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution*, 192
- Kleinmann, S. G. & Hall, D. N. B. 1986, *ApJS*, 62, 501
- Klutcz, M. & Swings, J. P. 1977, *A&A*, 56, 143
- Kniazev, A. & Gvaramadze, V. 2016, *ArXiv e-prints*
- Knödseder, J. 2000, *A&A*, 360, 539
- Kobayashi, Y., Okuda, H., Sato, S., Jugaku, J., & Dyck, H. M. 1983, *PASJ*, 35, 101

-
- Kothes, R. & Dougherty, S. M. 2007, *A&A*, 468, 993
- Krabbe, A., Genzel, R., Drapatz, S., & Rotaciuc, V. 1991, *ApJ*, 382, L19
- Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., et al. 1995, *ApJ*, 447, L95
- Kronberger, M., Teutsch, P., Alessi, B., et al. 2006, *A&A*, 447, 921
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kroupa, P. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 576, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, y M. A. C. Perryman, 629
- Kroupa, P., Tout, C. A., & Gilmore, G. 1993, *MNRAS*, 262, 545
- Krtićka, J. & Kubát, J. 2011, *A&A*, 534, A97
- Kruijssen, J. M. D., Maschberger, T., Moeckel, N., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 841
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250
- Kuchar, T. A. & Bania, T. M. 1994, *ApJ*, 436, 117
- Kudritzki, R.-P. & Puls, J. 2000, *ARA&A*, 38, 613
- Kumar, M. S. N., Keto, E., & Clerkin, E. 2006, *A&A*, 449, 1033
- Kurtev, R., Borissova, J., Georgiev, L., Ortolani, S., & Ivanov, V. D. 2007, *A&A*, 475, 209
- Kučerová, B., Korčáková, D., Polster, J., et al. 2013, *A&A*, 554, A143
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117
- Landini, M., Natta, A., Salinari, P., Oliva, E., & Moorwood, A. F. M. 1984, *A&A*, 134, 284
- Langer, N. 2012, *ARA&A*, 50, 107
- Larsen, S. S. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 388, *Mass Loss from Stars and the Evolution of Stellar Clusters*, ed. A. de Koter, L. J. Smith, y L. B. F. M. Waters, 279
- Larsen, S. S. 2009, *A&A*, 494, 539
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 1599
- Leahy, D. A., Tian, W., & Wang, Q. D. 2008, *AJ*, 136, 1477
- Lemasle, B., François, P., Genovali, K., et al. 2013, *A&A*, 558, A31
- Lemiere, A., Slane, P., Gaensler, B. M., & Murray, S. 2009, *ApJ*, 706, 1269
- Lépine, J. R. D., Cruz, P., Scarano, Jr., S., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 698

- Liermann, A., Hamann, W.-R., & Oskinova, L. M. 2009, *A&A*, 494, 1137
- Liermann, A., Schnurr, O., Kraus, M., et al. 2014, *MNRAS*, 443, 947
- Lim, B., Chun, M.-Y., Sung, H., et al. 2013, *AJ*, 145, 46
- Little, S. J. & Price, S. D. 1985, *AJ*, 90, 1812
- Lockman, F. J. 1989, *ApJS*, 71, 469
- Loeb, A. & Barkana, R. 2001, *ARA&A*, 39, 19
- Lucas, P. W. & Samuel, D. 2010, *Highlights of Astronomy*, 15, 779
- Luck, R. E., Kovtyukh, V. V., & Andrievsky, S. M. 2006, *AJ*, 132, 902
- Lucy, L. B. & Solomon, P. M. 1970, *ApJ*, 159, 879
- MacConnell, D. J. 1981, *A&AS*, 44, 387
- Madau, P. & Dickinson, M. 2014, *ARA&A*, 52, 415
- Maeder, A. 1996, in *Liege International Astrophysical Colloquia*, Vol. 33, *Liege International Astrophysical Colloquia*, ed. J. M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, y G. Rauw, 39
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, *ARA&A*, 38, 143
- Mamajek, E. E., Torres, G., Prsa, A., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Marston, A., Mauerhan, J. C., Van Dyk, S., Cohen, M., & Morris, P. 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega*, 167
- Marston, A. P., Mauerhan, J., Morris, P., & Van Dyk, S. 2015, *ArXiv e-prints*
- Martin, P. & Roy, J.-R. 1994, *ApJ*, 424, 599
- Martin, P. G. & Whittet, D. C. B. 1990, *ApJ*, 357, 113
- Martins, F., Genzel, R., Hillier, D. J., et al. 2007, *A&A*, 468, 233
- Martins, F., Hillier, D. J., Paumard, T., et al. 2008, *A&A*, 478, 219
- Martins, F. & Palacios, A. 2013, *A&A*, 560, A16
- Martins, F. & Plez, B. 2006, *A&A*, 457, 637
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005a, *A&A*, 436, 1049
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., et al. 2005b, *A&A*, 441, 735
- Mason, B. D., Gies, D. R., Hartkopf, W. I., et al. 1998, *AJ*, 115, 821
- Massey, P. 2003, *ARA&A*, 41, 15
- Massey, P. & Johnson, J. 1993, *AJ*, 105, 980

-
- Matteucci, F. 2008, in IAU Symposium, Vol. 250, Massive Stars as Cosmic Engines, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, y J. Puls, 391–400
- Matthews, H., Kirk, H., Johnstone, D., et al. 2009, *AJ*, 138, 1380
- Mauerhan, J. C., Cotera, A., Dong, H., et al. 2010a, *ApJ*, 725, 188
- Mauerhan, J. C., Morris, M. R., Cotera, A., et al. 2010b, *ApJ*, 713, L33
- Mauerhan, J. C., Van Dyk, S. D., & Morris, P. W. 2011, *AJ*, 142, 40
- Mauro, F., Moni Bidin, C., Chené, A.-N., et al. 2013, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 49, 189
- McKee, C. F. & Williams, J. P. 1997, *ApJ*, 476, 144
- Melena, N. W., Massey, P., Morrell, N. I., & Zangari, A. M. 2008, *AJ*, 135, 878
- Mercer, E. P., Clemens, D. P., Meade, M. R., et al. 2005, *ApJ*, 635, 560
- Messineo, M., Davies, B., Ivanov, V. D., et al. 2009, *ApJ*, 697, 701
- Messineo, M., Figer, D. F., Davies, B., et al. 2010, *ApJ*, 708, 1241
- Messineo, M., Habing, H. J., Menten, K. M., et al. 2005, *A&A*, 435, 575
- Messineo, M., Menten, K. M., Figer, D. F., et al. 2014, *A&A*, 569, A20
- Meyer, M. R., Edwards, S., Hinkle, K. H., & Strom, S. E. 1998, *ApJ*, 508, 397
- Meynet, G. & Maeder, A. 1997, *A&A*, 321, 465
- Meynet, G. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
- Meynet, G. & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975
- Meynet, G. & Maeder, A. 2005, *A&A*, 429, 581
- Meynet, G., Mermilliod, J.-C., & Maeder, A. 1993, *A&AS*, 98, 477
- Mill, J. D., O’Neil, R. R., Price, S., et al. 1994, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 31, 900
- Miller, G. E. & Scalo, J. M. 1979, *ApJS*, 41, 513
- Millour, F., Chesneau, O., Borges Fernandes, M., et al. 2009, *A&A*, 507, 317
- Minniti, D., Lucas, P. W., Emerson, J. P., et al. 2010, *New A*, 15, 433
- Miroshnichenko, A. S. 2007, *ApJ*, 667, 497
- Miroshnichenko, A. S. 2011, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 54, 67
- Miroshnichenko, A. S., Bernabei, S., Bjorkman, K. S., et al. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon, ed. M. Kraus y A. S. Miroshnichenko, 315

- Miroshnichenko, A. S., Bjorkman, K. S., Klochkova, V. G., & Chentsov, E. L. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 279, *Exotic Stars as Challenges to Evolution*, ed. C. A. Tout y W. van Hamme, 303
- Miroshnichenko, A. S., Chentsov, E. L., Klochkova, V. G., et al. 2000, *A&AS*, 147, 5
- Miroshnichenko, A. S., Chentsov, E. L., Klochkova, V. G., et al. 2009, *ApJ*, 700, 209
- Miroshnichenko, A. S., Gray, R. O., Bjorkman, K. S., et al. 2011a, in *IAU Symposium*, Vol. 272, *IAU Symposium*, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, y G. Peters, 412–413
- Miroshnichenko, A. S., Manset, N., Kusakina, A. V., et al. 2007, *ApJ*, 671, 828
- Miroshnichenko, A. S., Manset, N., Polcaro, F., Rossi, C., & Zharikov, S. 2011b, in *IAU Symposium*, Vol. 272, *IAU Symposium*, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, y G. Peters, 260–264
- Miroshnichenko, A. S. & Zharikov, S. V. 2015, in *EAS Publications Series*, Vol. 71, *EAS Publications Series*, 181–186
- Miroshnichenko, A. S., Zharikov, S. V., Danford, S., et al. 2015, *ApJ*, 809, 129
- Miroshnichenko, A. S., Zharikov, S. V., Manset, N., Rossi, C., & Polcaro, V. F. 2013, *Central European Astrophysical Bulletin*, 37, 57
- Moffat, A. F. J. & Robert, C. 1994, *ApJ*, 421, 310
- Moorwood, A., Cuby, J.-G., Biereichel, P., et al. 1998a, *The Messenger*, 94, 7
- Moorwood, A., Cuby, J.-G., & Lidman, C. 1998b, *The Messenger*, 91, 9
- Morales, E. F. E., Wyrowski, F., Schuller, F., & Menten, K. M. 2013, *A&A*, 560, A76
- Morgan, W. W. & Keenan, P. C. 1973, *ARA&A*, 11, 29
- Morris, M. & Yusef-Zadeh, F. 1989, *ApJ*, 343, 703
- Morris, P. W., Eenens, P. R. J., Hanson, M. M., Conti, P. S., & Blum, R. D. 1996, *ApJ*, 470, 597
- Münch, L. & Morgan, W. W. 1953, *ApJ*, 118, 161
- Muratorio, G., Rossi, C., & Friedjung, M. 2006, *A&A*, 450, 593
- Murray, N. & Rahman, M. 2010, *ApJ*, 709, 424
- Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., & Kobayashi, N. 1995, *AJ*, 109, 1676
- Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., Pipher, J. L., & Okuda, H. 1990, *ApJ*, 351, 83
- Najarro, F. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 250, *Massive Stars as Cosmic Engines*, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, y J. Puls, 265–272
- Najarro, F., de la Fuente, D., Geballe, T. R., & Figuer, D. F. 2014, in *IAU Symposium*, Vol.

-
- 303, *The Galactic Center: Feeding and Feedback in a Normal Galactic Nucleus*, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, y J. Ott, 252–253
- Najarro, F., de la Fuente, D., Geballe, T. R., Figer, D. F., & Hillier, D. J. 2015, in *IAU Symposium*, Vol. 307, *IAU Symposium*, ed. G. Meynet, C. Georgy, J. Groh, y P. Stee, 426–430
- Najarro, F., Figer, D. F., Hillier, D. J., Geballe, T. R., & Kudritzki, R. P. 2009, *ApJ*, 691, 1816
- Najarro, F., Figer, D. F., Hillier, D. J., & Kudritzki, R. P. 2004, *ApJ*, 611, L105
- Najarro, F., Hanson, M. M., & Puls, J. 2011, *A&A*, 535, A32
- Najarro, F., Hillier, D. J., Kudritzki, R. P., et al. 1994, *A&A*, 285
- Najarro, F., Hillier, D. J., & Stahl, O. 1997a, *A&A*, 326, 1117
- Najarro, F., Krabbe, A., Genzel, R., et al. 1997b, *A&A*, 325, 700
- Nandez, J. L. A., Ivanova, N., & Lombardi, Jr., J. C. 2014, *ApJ*, 786, 39
- Navarete, F., Figueredo, E., Damineli, A., et al. 2011, *AJ*, 142, 67
- Negueruela, I., González-Fernández, C., Marco, A., & Clark, J. S. 2011, *A&A*, 528, A59
- Negueruela, I., González-Fernández, C., Marco, A., Clark, J. S., & Martínez-Núñez, S. 2010, *A&A*, 513, A74
- Nicholls, C. P., Melis, C., Soszyński, I., et al. 2013, *MNRAS*, 431, L33
- Nishiyama, S., Tamura, M., Hatano, H., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1407
- Offner, S. S. R., Clark, P. C., Hennebelle, P., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 53
- Okazaki, A. T. 1991, *PASJ*, 43, 75
- Okuda, H., Shibai, H., Nakagawa, T., et al. 1990, *ApJ*, 351, 89
- Origlia, L., Moorwood, A. F. M., & Oliva, E. 1993, *A&A*, 280, 536
- Origlia, L., Oliva, E., Maiolino, R., et al. 2013, *A&A*, 560, A46
- Oskinova, L. M., Steinke, M., Hamann, W.-R., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 3357
- Ostriker, J. P., Spitzer, Jr., L., & Chevalier, R. A. 1972, *ApJ*, 176, L51
- Owocki, S. 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 16
- Pandian, J. D. & Goldsmith, P. F. 2007, *ApJ*, 669, 435
- Parimucha, Š. & Škoda, P. 2007, in *IAU Symposium*, Vol. 240, *IAU Symposium*, ed. W. I. Hartkopf, P. Harmanec, y E. F. Guinan, 486–489
- Pasquali, A., Nota, A., Langer, N., Schulte-Ladbeck, R. E., & Clampin, M. 2000, *AJ*, 119, 1352

- Pauldrach, A., Puls, J., & Kudritzki, R. P. 1986, *A&A*, 164, 86
- Pauldrach, A. W. A., Hoffmann, T. L., & Lennon, M. 2001, *A&A*, 375, 161
- Pecaut, M. J. & Mamajek, E. E. 2013, *ApJS*, 208, 9
- Perren, G., Vázquez, R. A., & Carraro, G. 2012, *A&A*, 548, A125
- Pflamm-Altenburg, J. & Kroupa, P. 2010, *MNRAS*, 404, 1564
- Piskunov, A. E., Kharchenko, N. V., Schilbach, E., et al. 2008, *A&A*, 487, 557
- Podsiadlowski, P., Morris, T. S., & Ivanova, N. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 355, *Stars with the B[e] Phenomenon*, ed. M. Kraus y A. S. Miroshnichenko, 259
- Pogodin, M. A. 1997, *A&A*, 317, 185
- Polster, J., Korčáková, D., Votruba, V., et al. 2012, *A&A*, 542, A57
- Portegies Zwart, S. F. 2000, *ApJ*, 544, 437
- Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L. W., & Gieles, M. 2010, *ARA&A*, 48, 431
- Poveda, A., Ruiz, J., & Allen, C. 1967, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 4, 86
- Puls, J. 1987, *A&A*, 184, 227
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., et al. 2005, *A&A*, 435, 669
- Puls, J., Vink, J. S., & Najarro, F. 2008, *A&A Rev.*, 16, 209
- Rahman, M., Matzner, C., & Moon, D.-S. 2011a, *ApJ*, 728, L37
- Rahman, M., Moon, D.-S., & Matzner, C. D. 2011b, *ApJ*, 743, L28
- Rahman, M. & Murray, N. 2010, *ApJ*, 719, 1104
- Redfield, S. & Linsky, J. L. 2004, *ApJ*, 602, 776
- Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Roberts, M. S. 1962, *AJ*, 67, 79
- Robitaille, T. P., Meade, M. R., Babler, B. L., et al. 2008, *AJ*, 136, 2413
- Rodríguez, L. F., Báez-Rubio, A., & Miroshnichenko, A. S. 2012, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 48, 47
- Rogers, H. & Pittard, J. M. 2013, *MNRAS*, 431, 1337

-
- Roshi, D. A. & Anantharamaiah, K. R. 2001, *ApJ*, 557, 226
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J.-G., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, *A&A*, 354, 1134
- Russeil, D. 1997, *A&A*, 319, 788
- Russeil, D. 2003, *A&A*, 397, 133
- Saito, R. K., Hempel, M., Minniti, D., et al. 2012, *A&A*, 537, A107
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444
- Sánchez, N., Añez, N., Alfaro, E. J., & Crone Odekon, M. 2010, *ApJ*, 720, 541
- Santolaya-Rey, A. E., Puls, J., & Herrero, A. 1997, *A&A*, 323, 488
- Schaerer, D., Charbonnel, C., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993a, *A&AS*, 102, 339
- Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993b, *A&AS*, 98, 523
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Scheepmaker, R. A., Haas, M. R., Gieles, M., et al. 2007, *A&A*, 469, 925
- Schmutz, W., Hamann, W.-R., & Wessolowski, U. 1989, *A&A*, 210, 236
- Schneider, D. P., Gunn, J. E., & Hoessel, J. G. 1983, *ApJ*, 264, 337
- Schneider, F. R. N., Izzard, R. G., de Mink, S. E., et al. 2014, *ApJ*, 780, 117
- Schödel, R., Feldmeier, A., Kunneriath, D., et al. 2014, *A&A*, 566, A47
- Schödel, R., Najarro, F., Muzic, K., & Eckart, A. 2010, *A&A*, 511, A18
- Schutte, A. J., van der Walt, D. J., Gaylard, M. J., & MacLeod, G. C. 1993, *MNRAS*, 261, 783
- Sestito, P., Bragaglia, A., Randich, S., et al. 2008, *A&A*, 488, 943
- Shara, M. M., Faherty, J. K., Zurek, D., et al. 2012, *AJ*, 143, 149
- Sharpless, S. 1959, *ApJS*, 4, 257
- Sheikina, T. A., Miroshnichenko, A. S., & Corporon, P. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 214, IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, y J. Fabregat, 494
- Shetty, R. & Ostriker, E. C. 2006, *ApJ*, 647, 997
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Silva-Villa, E. & Larsen, S. S. 2011, *A&A*, 529, A25
- Simón-Díaz, S. & Herrero, A. 2014, *A&A*, 562, A135

- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Skrutskie, M. F., Schneider, S. E., Stiening, R., et al. 1997, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 210, *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, ed. F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, B. Burton, y P. Persi, 25
- Slysh, V. I., Val'tts, I. E., Kalenskii, S. V., et al. 1999, *A&AS*, 134, 115
- Smartt, S. J. 2009, *ARA&A*, 47, 63
- Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, *A&A*, 576, A77
- Smith, N. 2014, *ARA&A*, 52, 487
- Smith, N. & Conti, P. S. 2008, *ApJ*, 679, 1467
- Smith, N. & Tombleson, R. 2015, *MNRAS*, 447, 598
- Solin, O., Haikala, L., & Ukkonen, E. 2014, *A&A*, 562, A115
- Solin, O., Ukkonen, E., & Haikala, L. 2012, *A&A*, 542, A3
- Sorrell, W. H. 1989, *MNRAS*, 241, 89
- Spitzer, Jr., L. & Hart, M. H. 1971, *ApJ*, 166, 483
- Stanghellini, L., Guerrero, M. A., Cunha, K., Manchado, A., & Villaver, E. 2006, *ApJ*, 651, 898
- Stead, J. J. & Hoare, M. G. 2009, *MNRAS*, 400, 731
- Stephens, A. W., Frogel, J. A., Ortolani, S., et al. 2000, *AJ*, 119, 419
- Stephenson, C. B. 1990, *AJ*, 99, 1867
- Stetson, P. B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Stetson, P. B. 1994, *PASP*, 106, 250
- Stil, J. M., Taylor, A. R., Dickey, J. M., et al. 2006, *AJ*, 132, 1158
- Straizys, V. & Kuriliene, G. 1981, *Ap&SS*, 80, 353
- Strel'nitski, V., Biegging, J. H., Hora, J., et al. 2013, *ApJ*, 777, 89
- Sundqvist, J. O. & Owocki, S. P. 2013, *MNRAS*, 428, 1837
- Swings, J. P., Klutz, M., Surdej, A., Barbier, R., & Surdej, J. 1980, *A&A*, 90, 116
- Thielemann, F.-K., Brachwitz, F., Höflich, P., Martinez-Pinedo, G., & Nomoto, K. 2004, *New A Rev.*, 48, 605
- Torres, G. 2010, *AJ*, 140, 1158
- Torres, G., Andersen, J., & Giménez, A. 2010, *A&A Rev.*, 18, 67

-
- Trombley, C. 2013, PhD thesis, Astrophysical Sciences and Technology, College of Science, Rochester Institute of Technology, Rochester, NY
- Tylenda, R., Hajduk, M., Kamiński, T., et al. 2011, *A&A*, 528, A114
- Urquhart, J. S., Busfield, A. L., Hoare, M. G., et al. 2007a, *A&A*, 461, 11
- Urquhart, J. S., Busfield, A. L., Hoare, M. G., et al. 2007b, *A&A*, 474, 891
- Urquhart, J. S., Hoare, M. G., Purcell, C. R., et al. 2009, *A&A*, 501, 539
- Urquhart, J. S., Thompson, M. A., Moore, T. J. T., et al. 2013, *MNRAS*, 435, 400
- Vallée, J. P. 2014, *AJ*, 148, 5
- Val'ts, I. E., Ellingsen, S. P., Slysh, V. I., et al. 2000, *MNRAS*, 317, 315
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Van Winckel, H. 2007, *Baltic Astronomy*, 16, 112
- Vargas Álvarez, C. A., Kobulnicky, H. A., Bradley, D. R., et al. 2013, *AJ*, 145, 125
- Velusamy, T. & Becker, R. H. 1988, *AJ*, 95, 1162
- Velusamy, T., Goss, W. M., & Arnal, E. M. 1986, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 7, 105
- Velusamy, T. & Kundu, M. R. 1974, *A&A*, 32, 375
- Viana, A., Wiklind, T., Koekemoer, A., et al. 2009, *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer Instrument Handbook for Cycle 17 v. 11.0*
- Vink, J. S. 2012, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 384, *Eta Carinae and the Supernova Impostors*, ed. K. Davidson y R. M. Humphreys, 221
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, *A&A*, 369, 574
- Walch, S. K., Whitworth, A. P., Bisbas, T., Wunsch, R., & Hubber, D. 2012, *MNRAS*, 427, 625
- Wallace, L. & Hinkle, K. 1996, *ApJS*, 107, 312
- Wallace, L. & Hinkle, K. 1997, *ApJS*, 111, 445
- Wang, Q. D., Dong, H., Cotera, A., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 895
- Wang, S. & Jiang, B. W. 2014, *ApJ*, 788, L12
- Weidner, C. & Kroupa, P. 2006, *MNRAS*, 365, 1333
- Weidner, C., Kroupa, P., & Bonnell, I. A. D. 2010, *MNRAS*, 401, 275

- Weidner, C., Kroupa, P., Nürnberger, D. E. A., & Sterzik, M. F. 2007, *MNRAS*, 376, 1879
- Weidner, C., Kroupa, P., & Pflamm-Altenburg, J. 2013, *MNRAS*, 434, 84
- Westerlund, B. 1961, *PASP*, 73, 51
- Whitmore, B. C., Zhang, Q., Leitherer, C., et al. 1999, *AJ*, 118, 1551
- Wielen, R. 1986, *Transactions of the International Astronomical Union, Series B*, 19, 251
- Wienen, M., Wyrowski, F., Schuller, F., et al. 2012, *A&A*, 544, A146
- Williams, J. P. & McKee, C. F. 1997, *ApJ*, 476, 166
- Wilson, T. L., Mezger, P. G., Gardner, F. F., & Milne, D. K. 1970, *A&A*, 6, 364
- Wisniewski, J. P., Kowalski, A. F., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., & Carciofi, A. C. 2007, *ApJ*, 656, L21
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Wright, N. J., Drew, J. E., & Mohr-Smith, M. 2015, *MNRAS*, 449, 741
- Wright, N. J., Parker, R. J., Goodwin, S. P., & Drake, J. J. 2014, *MNRAS*, 438, 639
- Xu, J.-L. & Ju, B.-G. 2014, *A&A*, 569, A36
- Zhang, Q., Fall, S. M., & Whitmore, B. C. 2001, *ApJ*, 561, 727
- Zhu, C., Lü, G., & Wang, Z. 2013, *ApJ*, 777, 23
- Zickgraf, F.-J. & Schulte-Ladbeck, R. E. 1989, *A&A*, 214, 274
- Zinnecker, H. 1984, *MNRAS*, 210, 43

Índice de objetos astronómicos

ζ^1 Sco, 136

η Car, 167, 224

2MASS J12115407-6317037, 194, 198, 200

Antena (Galaxias), 8, 9

Arcos (Cúmulo de los), 15, 182, 184, 209,
210, 219, 220, 222

AS 78, 239

BDSB 156, 126

Cassiopeia OB7, 240

Caswell H2O 297.66-00.97, 92

CD—42°11721, 238

Centro Galáctico, 15, 19, 127, 128, 143,
161, 206, 207, 221, 234

Centro Galáctico (Cúmulo del), 15, 182,
209, 220

Centro Galáctico (región), 10, 15, 37, 64,
140, 182, 184, 204, 210, 220, 222,
231, 234

CL029-1, 158

CL029-2, 158

CL029-3, 158

CL029-4, 158

CL029-5, 158

CL067-1, 159, 162

CL067-2, 161, 162

CL067-3, 161

CL067-4, 161

CL100-1, 163

CL100-2, 163

CL100-3, 163

CL100-4, 163

CL100-5, 163

CL100-6, 163

CL100-7, 163

Cygnus OB2, 13, 209

D1-13, 184, 187

D1-14, 184, 187

Danks 1, 24, 26, 182–184, 233

Danks 2, 24, 26, 182, 184

DBSB 179, 209

DBSB 74, 198

DBSB 75, 94

DWC 74, 183, 184, 187

EGO G044.01-0.03, 109

EGO G044.01-0.03, 110

EGO G053.92-0.07, 124

FS CMa, 238

FSR 1530, 28, 32, 155–158, 207, 208, 211, 231

FSR1530-1, 157

FSR1530-2, 157

FSR1530-3, 157

G043.64+0.24, 123–125

G043.81-0.07, 124

G043.9+0.2, 123–126

G043.92-0.07, 124

G043.96+0.03, 124

G044.006-0.023, 109, 110

G044.09-0.06, 123–126

G044.3+0.1, 108–111, 126, 180

G053.63+00.21, 124

G053.819-00.059, 126

G053.92-0.07, véase EGO G053.92-0.07

G298.4-0.4, véase *Pez Dragón*

G305, 25

G329.457+0.506, 137

G329.469+0.502, 137

G329.48+0.51, 137

G338.398+0.164, 148, 149

G338.4+0.1, 148, 149

G338.450+0.061, 148, 149

G044.01-0.03, véase EGO G044.01-0.03

GAL 298.19-0.78, 88

GAL 298.23-0.33, 88, 198

GAL 298.56-0.11, 197

GAL 298.87-0.43, 88, 198

GCS 3, 15

GCS 4, 15

GLIMPSE 20, véase Mercer 20

GLIMPSE 30, véase Mercer 30

GLIMPSE20-1, 99, 102, 105, 106, 231

GLIMPSE20-2, 106

GLIMPSE20-3, véase Mc20-01

GLIMPSE20-4, véase Mc20-06

GLIMPSE20-6, 99, 104, 202

GLIMPSE20-7, 99

GLIMPSE20-8, véase Mc20-03

GLIMPSE20-9, 99, 102, 105

HD 50138, 238

Hen 3-759, 194

[HKB2010b] Obj1, véase Mc23-05

[HKB2010b] Obj10, 116, 122

[HKB2010b] Obj11, 116

[HKB2010b] Obj2, véase Mc23-02

[HKB2010b] Obj4, 116, 118, 122

[HKB2010b] Obj6, véase Mc23-01

HRDS G053.822-0.057, 124–126

HRDS G053.958+0.032, 124, 125

IRAS 00470+6429, 239, 240

IRAS 15557-5215, 137, 138

IRAS 19294+1836, 124

[KBG2007] 1, véase Mc30-08

[KBG2007] 2, véase Mc30-06

[KBG2007] 3, véase Mc30-07

[KBG2007] 4, véase Mc30-01

La Serena 17, 197

La Serena 18, 197

La Serena 24, 197

La Serena 27, 197

La Serena 29, 197

La Serena 30, 92
La Serena 31, 92
Luna, 30, 38

M 51, 8, 9
[M81] I-296, véase FSR1530-1
Mc20-01, 99, 161, 176
Mc20-03, 99, 110, 161
Mc20-06, 99, 119, 202
Mc20-08, 95, 98, 99, 103, 104, 107, 159
Mc20-09, 95, 98–100, 103, 107
Mc20-10, 95, 98, 103, 104, 107, 119, 159
Mc20-13, 101
Mc20-14, 101, 102, 135
Mc20-16, 95, 96, 101, 103, 104, 107, 165–167, 169–182, 187, 224, 228, 232, 233
Mc20-17, 103, 176
Mc23-01, 111, 112, 119, 121
Mc23-02, 111, 112, 119–121
Mc23-03, 116, 118
Mc23-04, 113, 119, 121
Mc23-05, 112, 121
Mc23-07, 114
Mc23-08, 114
Mc23-09, 113, 115–119, 126, 127, 204, 230
Mc23-10, 116, 118
Mc30-01, 49, 74, 78, 83, 202, 217, 218
Mc30-02, 65, 67, 74, 203, 217, 219, 220
Mc30-03, 74, 218, 219
Mc30-05, 72–74, 82, 190, 191, 199, 219
Mc30-06, 46, 49, 54, 63, 65, 203
Mc30-06a, 46, 48, 65, 73, 83, 95, 133, 157, 192, 217
Mc30-06b, 48, 65, 74, 95, 217
Mc30-07, 49, 73, 83, 133, 194, 202, 215, 216
Mc30-08, 49, 74, 100, 194, 202, 215, 216, 219, 221, 222
Mc30-09, 83, 102, 191, 199, 219
Mc30-10, 74, 83, 100, 218
Mc30-11, 74, 191, 199, 218, 219
Mc30-12, 60, 64, 71, 191
Mc30-13, 74, 83, 190, 218
Mc30-14, 50, 60, 64, 71, 191
Mc30-15, 74
Mc30-16, 74, 102
Mc30-17, 60, 64, 71, 191
Mc30-18, 74, 75, 79, 82, 83, 191, 218
Mc30-19, 74, 218, 219
Mc30-22, 50, 67, 72–74, 79, 190, 191, 219
Mc30-23, 49, 199, 200
Mc70-01, 134, 136, 203
Mc70-02, 136
Mc70-04, 134
Mc70-06, 134, 136
Mc70-07, 128, 134, 135
Mc70-08, 134, 135, 157
Mc70-09, 131
Mc70-10, 131
Mc70-12, 132–134, 136, 153
Mc70-14, 128, 129, 132, 161, 165–167, 169–171, 173–182, 186, 187, 224, 228, 232, 233
Mc81-01, 146, 147, 152, 153
Mc81-02, 144, 146, 147, 183, 203
Mc81-03, 146, 147, 149–153, 207, 215, 216, 221–223
Mc81-04, 144, 203
Mc81-06, 157

- Mc81-12**, 143
- Mc81-13**, 140, 143, 152, 153, 231
- Mc81-21**, 152
- Mc81-22**, 152, 153, 231
- Mc81-23**, 152, 153, 207
- Mc81-28**, 183, 187
- Mercer 20**, 24, 28, 29, 95–98, 100–111, 120, 131, 132, 134, 137, 161, 162, 166–168, 174–176, 178–182, 187, 201, 202, 205, 223, 228, 229, 231, 232
- Mercer 23**, 24, 25, 28, 29, 111–128, 138, 139, 161, 183, 201, 203–206, 211, 215, 223, 228, 230
- Mercer 28**, 197
- Mercer 30**, 24, 25, 28, 31, 32, 41, 42, 46–57, 59, 64–68, 70–74, 76, 78, 79, 82–89, 91, 92, 94, 95, 101, 103, 105, 107, 115, 120–122, 128, 131, 133, 134, 158, 161, 183, 188–195, 197, 199–207, 215–222, 228–230, 233, 234
- Mercer 31**, 198
- Mercer 70**, 24, 26, 115, 117, 128–139, 154, 158, 161, 162, 166–168, 174–176, 178–182, 187, 201, 203, 205, 206, 215, 223, 228, 232
- Mercer 81**, 24, 27, 140–155, 161, 164, 183, 184, 201, 203–205, 207, 215, 216, 219, 221–223, 228, 230, 231, 233, 234
- MSX6C G044.3103+00.0416**, 109
- MSXDC G329.67+0.85a**, 137
- MWC 349A**, 238
- MWC 623**, 167
- N91**, 108, 110, 111
- NGC 3603**, 209, 211
- NGC 4038/4039**, véase Antena (Galaxias)
- Nubes de Magallanes**, 10, 14
- Obj***, véase [HKB2010b] Obj*
- Onsala 100**, 109
- Onsala 108**, 124
- Pez Dragón (Asociación del)**, 189, 194, 198–201
- Pez Dragón (Nebulosa del)**, 87–90, 92, 93, 95, 188–190, 192–198, 201, 233
- Pez Dragón (complejo)**, 89, 91, 92, 94, 95, 188, 189, 191–199, 233
- Pistola (Nebulosa de la)**, 184
- Pistola (Estrella)**, véase qF 134
- PSR J1930+1852**, 123
- qF 134**, 167, 169, 224
- qF 362**, 167, 169
- Quintuplete (Cúmulo del)**, 15, 182–184, 209, 210, 220, 222, 224, 233
- RCW 64**, 87–89, 92, 93, 196
- RSGC1**, 18, 223
- RSGC2**, 223
- S Dor**, 3
- Sh2-82**, 123–126
- SNR 54.1+0.3**, 123
- Sol**, 20, 38, 67, 77, 87, 205, 220, 222, 234
- Teutsch 42**, véase Mercer 23
- Tr14**, véase Trumpler 14
- Trumpler 14**, 209–211, 224
- V1309 Sco**, 186

VLA G044.3103+0.0410, 109
VVV CL011, 94, 95, 190–194, 233
VVV CL011 2, 192
VVV CL012, 92
VVV CL029, 28, 31, 158, 159, 231
VVV CL067, 28, 31, 159–162, 207, 208,
211, 231
VVV CL073, 28, 32
VVV CL100, 28, 31, 162–164, 231

Wd1, *véase* Westerlund 1
Wd1-W243, 224
Westerlund 1, 13, 152, 155, 209, 210, 224
Westerlund 2, 209
WMG70 298.8-0.3, 88
WR1038-22L, *véase* Mc70-07